

Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física Gleb Wataghin – IFGW

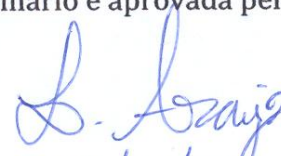
**Desenvolvimento de um Sistema Simplificado de
Laser e Célula de Vapor para Espectroscopia em
Átomos de Cálcio.**

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin
para obtenção do título de Mestre em Física por

Ulices Fernandez Apolinario

Orientador
Prof. Dr. Luis Eduardo Evangelista de Araujo

Este exemplar corresponde à redação final da Dissertação de Mestrado defendida
pelo aluno Ulices Fernandez Apolinario e aprovada pela Comissão Julgadora.


04/02/2010
Campinas, SP

2010

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW – UNICAMP**

F391d Fernandez Apolinario, Ulices
Desenvolvimento de um sistema simplificado de laser e célula
de vapor para espectroscopia em átomos de cálcio / Ulices
Fernandez Apolinario. -- Campinas, SP : [s.n.], 2010.

Orientador: Luis Eduardo Evangelista de Araujo.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas,
Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Laser de diodo. 2. Geração de segundo harmônico.
3. Espectroscopia atômica. I. Araujo, Luis Eduardo Evangelista de.
II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb
Wataghin". III. Título.

(vsv/ifgw)

- **Título em inglês:** Simplified laser system and vapor cell for spectroscopy of calcium atoms
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 - 1. Diode laser
 - 2. Second harmonic generation
 - 3. Atomic spectroscopy
- **Área de Concentração:** Ótica
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca Examinadora:**
 - Prof. Luis Eduardo Evangelista de Araújo
 - Prof. Niklaus Ursus Wetter
 - Prof. Flávio Caldas da Cruz
- **Data da Defesa:** 10-12-2010
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **ULICES FERNANDEZ APOLINARIO 087207** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 10 / 12 / 2010.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Luis Eduardo Evangelista de Araújo - Orientador do Candidato
DEQ/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter – IPEN

Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz – DEQ/IFGW/UNICAMP

Agradecimentos

Ao meu orientador Luís Eduardo Evangelista de Araujo pela atenção, apoio e excelente orientação ao longo destes dois anos de mestrado.

Ao técnico do grupo João pelo excelente trabalho que fez para esta tese.

As secretárias e funcionários do DEQ por seu excelente desempenho quando precisamos de seus serviços.

Ao apoio financeiro das agências CAPES e FAPESP.

Resumo

Nesta tese, descrevemos o desenvolvimento de um sistema laser simplificado que opera em 423 nm (baseado em um laser de diodo) e a construção de uma célula de vapor de cálcio com potencial uso em espectroscopia de alta resolução. Nosso trabalho começou com a construção de um laser de diodo em cavidade estendida operando em 846 nm e com uma potência útil de 158 mW que foi montado em configuração Littrow. Em seguida, foi duplicada a frequência deste laser para 423 nm através de um cristal BIBO (BiB_3O_6), utilizado dentro de uma cavidade óptica de amplificação. A estabilização da cavidade óptica duplicadora de frequência foi feita pela técnica de Hänsch-Couillaud para travar uma ressonância da cavidade ao laser infravermelho de entrada. Um máximo de potência de 20 mW no azul foi obtido, mas problemas relacionados ao travamento da cavidade duplicadora dificultam seu uso. Por isto, um segundo laser de diodo em cavidade estendida, similar ao anterior, mas com uma potência útil de 75 mW, foi usado com uma potência máxima de 4 mW no azul e apresentou similares dificuldades ao sistema desenvolvido anteriormente. Uma célula de vapor de cálcio foi construída tendo como fonte de átomos de cálcio um dispensador “*Alvasource*” da empresa “Alvatec”. Uma primeira caracterização da célula através de espectroscopia de absorção foi realizada demonstrando seu potencial uso para experimentos em Física Atômica.

Abstract

In this thesis, we describe the development of a simplified laser system that operates at 423 nm (based on a diode laser) and the construction of calcium vapor cell with potential use in high resolution spectroscopy. Our work began with the construction of a extended-cavity diode laser operating at 846 nm with an output of 158 mW that was mounted in Littrow configuration. Then, the laser's frequency was doubled to 423 nm through a BIBO (BiB_3O_6) crystal used within a power enhancement cavity. The stabilization of the frequency doubling cavity was made by Hänsch-Couillaud technique to lock a cavity resonance to the input infrared laser. A maximum power of 20 mW was obtained in the blue, but problems related to locking the doubling cavity hamper its use. Therefore, a second extended-cavity diode laser, similar to the above but with an output of 75 mW was tried, reaching a maximum power of 4 mW in the blue. However, it presented similar difficulties to the system developed earlier. A calcium vapor cell was constructed based on Ca "Alvasource" dispenser by "Alvatec". A first characterization of the cell by absorption spectroscopy was performed demonstrating its potential use for experiments in atomic physics.

Sumário

1.	Introdução	1
2.	Lasers de Diodo Semicondutor	5
2.1	Introdução.....	5
2.2	Princípio de operação de um laser de diodo.....	7
2.2.1	Lasers de Heteroestrutura.....	8
2.3	Características Básicas dos Lasers de Diodo	9
2.3.1	Potência de saída e corrente de limiar (I_{th}).....	9
2.3.2	Características espaciais do feixe.....	11
2.3.3	Polarização do feixe.....	11
2.3.4	Largura de linha.....	12
2.3.5	Sintonização.....	13
2.4	Caracterização dos lasers usados na tese.....	14
2.4.1	Laser de diodo LD-0850-0300.....	15
2.4.2	Laser de diodo SDL-5410.....	17
3.	Lasers de Diodo em Cavidade Estendida	19
3.1	Introdução.....	19
3.2	Configuração de LDCE.....	20
3.2.1	Configuração Littrow.....	21
3.2.2	Configuração Littman-Metcalf.....	22
3.3	Largura de linha em LDCE.....	23
3.4	LDCE em configuração Littrow.....	25
3.4.1	Sintonização.....	25
3.5	Montagem Experimental e Resultados.....	27
3.5.1	LDCE: Laser de diodo DL-0850-0300.....	27
3.5.1.1	Caracterização em Potência.....	29
3.5.1.2	Características Espectrais.....	30
3.5.2	LDCE: Laser de diodo SDL-5410.....	32

3.5.2.1	Caracterização em Potência.....	34
3.5.2.2	Características Espectrais.....	35
3.6	Circularização do Feixe Laser.....	38
3.6.1	Propagação de um Feixe Laser.....	39
3.6.2	Método da faca.....	39
3.6.3	Perfil do Feixe Laser: LD-0850-0300.....	40
3.6.4	Perfil do Feixe Laser: SDL-5410.....	42
4.	Duplicação em Frequência	44
4.1	Óptica Não-Linear.....	44
4.2	Geração de Segundo Harmônico (GSH).....	45
4.2.1	Teoria GSH.....	45
4.2.2	Casamento de fase.....	49
4.2.3	Cristal Não-Linear: BIBO.....	52
4.3	Cavidade Duplicadora da Frequência.....	53
4.3.1	Duplicação: LD-0850-0300.....	55
4.3.2	Duplicação: SDL-5410.....	56
4.4	Estabilização da cavidade duplicadora.....	58
4.5	Resultados.....	60
5.	Célula de Vapor com Átomos de Cálcio	62
5.1	Introdução.....	62
5.2	Construção da Célula de Vapor.....	63
5.3	Caracterização da Célula de Vapor.....	65
6.	Conclusões	69
A	Casamento de modos em Cavidades Ópticas em Anel	71
	Referências Bibliográficas	76

Lista de Figuras

2.1 Comparação de um laser de diodo com uma moeda de um centavo americano. Reproduzido da Ref. [11].....	5
2.2 Diagrama de níveis de energia para átomos e sólidos. Figura adaptada da Ref. [24].....	8
2.3 Ilustração das diferentes camadas e dimensões típicas de um laser de diodo. A forma retangular da região de ganho conduz ao perfil elíptico do feixe de saída. Reproduzida da Ref. [28].....	9
2.4 Potência de saída em função da corrente de injeção característica dos lasers de diodo.....	10
2.5 Esquema dos pulso de modo num laser de diodo ao mudar sua temperatura	13
2.6 Curva do comprimento de onda em função da temperatura para GaAs. Reproduzido da Ref. [28].	14
2.7 Curva de potência por corrente de injeção, para uma temperatura de 18,3°C.....	16
2.8 Potência emitida em função da temperatura, para uma corrente de operação de $I = 430$ mA.....	16
2.9 Curva de potência por corrente de injeção, para uma temperatura de 21,0°C.....	18
3.1 LDCE em configuração Littrow. Reproduzido da Ref. [1].....	22
3.2 LDCE em configuração Littman-Metcalf. Reproduzido da Ref. [1].....	23
3.3 (a) Figura esquemática mostrando o ângulo de incidência e de difração. (b) Diagrama esquemático de sintonização da configuração Littrow. Figura (b) reproduzida da Ref. [24].....	26

3.4 Montagem experimental final da cavidade estendida em configuração Littrow desenvolvida nesta tese.....	28
3.5 Curva de potência vs. corrente para o LDCE: DL-0850-0300 a 17°C.....	30
3.6 Espectro de emissão do laser DL-0850-0300 em cavidade estendida.....	31
3.7 Gráfico da frequência da cavidade laser no tempo aproximado de 10 minutos. A máxima variação observada foi de 110 MHz entorno de um comprimento de onda igual a 845,584 nm.....	32
3.8 Segunda montagem experimental de cavidade estendida em configuração Littrow usada no desenvolvimento desta tese.....	33
3.9 Encapsulamento TO-3 do laser diodo SDL 5410. Este laser possui um “Peltier” que permite controlar a temperatura e assim uma sintonia do comprimento de onda é obtida.....	33
3.10 Curva de potência vs. corrente para o LDCE.....	34
3.11 Espectros da cavidade laser. A curva vermelha mostra o espectro para $\lambda=838,07$ nm, e a curva azul para $\lambda=849,76$ nm.....	35
3.12 Modos do laser analisados em um interferômetro Fabry-Perot com “Free Spectral Range” de 2 GHz.....	36
3.13 Esquema dos picos de ressonância de uma cavidade de Fabry-Perot utilizada para se estimar a largura de linha do laser.....	37
3.14 (a) Medida da deriva da frequência do laser com o tempo. (b) Medida da deriva da frequência do laser com o tempo quando alguém esta falando.....	38
3.15 Esquema ilustrativo do teste da faca. Na figura D_x é medido com referencia a “0” (sendo x a porcentagem da potência total) na posição Z. Portanto $DC \equiv D_{90\%} - D_{10\%} $. P.D. = Fotodetector.....	40

3.16 Imagens dos perfis transversais do feixe laser. (a) Perfil do feixe de saída da cavidade laser. (b) Perfil da cavidade usando um telescópio baseado em lentes cilíndricas. A figura mostra que o perfil é quase circular.....	41
4.1 (a) Geometria da geração de segundo harmônico. (b) Digrama de níveis de energia descrevendo a geração de segundo harmônico. Reproduzido da Ref. [49].....	45
4.2 Geração de segundo harmônico.....	48
4.3 (a) Elipsóide dos índices de refração num cristal uniaxial. (b) Condição de casamento de fase crítico usando a elipsóide dos índices de refração.....	50
4.4 Ilustração esquemática de um aparato experimental para duplicação em frequência em uma cavidade ótica externa em anel. M1, M2, M3 e M4 são espelhos, PZT é um transdutor piezoelétrico e FD é um fotodetector para monitorar os modos longitudinais da cavidade.....	54
4.5 Montagem experimental da cavidade duplicadora em anel usado na tese para aumentar a geração de azul. A seta azul indica o azul gerado.....	55
4.6 Modos transmitidos pela cavidade duplicadora (o “free spectral range” da cavidade é aproximadamente 492 MHz) quando o PZT fica “varrendo” a cavidade duplicadora continuamente. O gráfico apresenta um acoplamento para o modo TEM_{00} de quase 100%, ou seja, quase 100% da potência circulante está no modo TEM_{00}	56
4.7 Modos transmitidos pela cavidade duplicadora (o “free spectral range” da cavidade é aproximadamente 492 MHz) quando o PZT fica “varrendo” a cavidade duplicadora continuamente. O gráfico apresenta um acoplamento para o modo TEM_{00} de 90%, ou seja, que o 90% da potência circulante está no modo TEM_{00}	57
4.8 Esquema completo do sistema experimental de duplicação de frequência. O sistema de geração de segundo harmônico e a óptica usada para estabilização da cavidade duplicadora pelo método de <i>Hänsch-Coulliaud</i> , onde PW = Prisma de Wollaston; $\lambda/4$ = lâmina quarto de onda; PD = Fotodiodos; PZT = transdutor piezoelétrico.....	58

4.9 Sinal de erro obtido para a cavidade duplicadora.....	59
4.10 Variação de intensidade no pico de dois modos consecutivos transmitidos pela cavidade duplicadora. O intervalo de tempo entre as duas medidas foi aproximadamente de 1 minuto.....	61
5.1 <i>Alvasource</i> da empresa Alvatec (www.alvatec.com).....	63
5.2 (a) Montagem interna da célula de vapor. (b) Montagem inteira da célula de vapor.	64
5.3 Diagrama experimental para espectroscopia com átomos de cálcio. PD = Fotodetector.....	66
5.4 Célula de vapor de cálcio mostrando a fluorescência a incidir um laser azul. A corrente através do dispensador é de 14 A.....	66
5.5 Espectro de absorção para uma corrente igual a 11,1 A. A linha em preto são os picos transmitidos pela cavidade Fabry-Perot que serve para calibrar a frequência e a linha vermelha é o espectro de absorção dos átomos de cálcio. O FWHM do espectro de absorção é de 760 MHz.....	67
5.6 Porcentagem de absorção vs. corrente aplicada ao dispensador de cálcio.....	68
A-1 Exemplo de cavidade óptica em anel com o cristal dentro.....	72
A-2 Célula unitária partindo do ponto médio do cristal e entre os espelhos curvos.....	75
A-3 Diagrama simplificado do casamento de modos de um laser aos modos de uma cavidade óptica.....	75

Lista de Tabelas

2.1 Características ópticas e elétricas dos lasers LD-0850-300.....	15
2.2 Características ópticas e elétricas dos lasers SDL-5410.....	17
3.1 Dados da caracterização de feixe usando o método da faca para o laser LD-0850-0300.....	41
3.2 Parâmetros que caracterizam o feixe laser.....	42
3.3 Dados da caracterização de feixe usando o método da faca para o laser SDL-5410.....	42
3.4 Parâmetros que caracterizam o feixe laser.....	43
A.1 Tabela de Matrizes ABCD para simples componentes ópticos.....	72

Capítulo 1

1 - Introdução

A maior parte do conhecimento que se tem atualmente sobre a estrutura dos átomos e moléculas é baseado em dados espectroscópicos. As contribuições da espectroscopia não se restringem somente à física atômica e molecular, mas a química e a biologia molecular são campos do conhecimento nos quais a espectroscopia também tem papel importante. Por exemplo, medidas de comprimentos de onda de linhas espectrais permitem a determinação dos níveis de energia de sistemas atômicos ou moleculares. A largura de linha natural de uma linha espectral pode ser resolvida permitindo determinar tempos de vida médios de estados excitados. Medidas da largura Doppler determinam a distribuição de velocidade dos átomos que emitem ou absorvem luz e, com isso, pode-se determinar a temperatura da amostra. Estes são apenas poucos exemplos do tipo de informação que a espectroscopia pode fornecer. A quantidade de informação que pode ser extraída do espectro, todavia, depende essencialmente da sensibilidade e resolução que podem ser alcançadas.

Com a introdução dos lasers, a sensibilidade e a resolução espectral foram aumentadas em várias ordens de grandeza. Para ser uma boa fonte espectroscópica, o laser em geral precisa ser estável em frequência e em potência, além de ser sintonizável em comprimento de onda. Lasers de semicondutor têm se mostrado boas fontes para espectroscopia atômica onde estes requisitos são mais importantes. Eles vêm sendo empregados, por exemplo, no resfriamento e aprisionamento de átomos alcalinos metálicos, cujas transições usadas para resfriamento se localizam na faixa do infravermelho próximo, justamente onde estes lasers são mais disponíveis comercialmente.

Mas, quando começamos a trabalhar com átomos de elementos alcalinos-terrosos, a principal dificuldade é que suas transições atômicas mais importantes se encontram na região azul e violeta do espectro, onde fontes laser são bem mais difíceis de obter-se do que no infravermelho próximo. Apesar do recente desenvolvimento de laser de semiconductor emitindo no azul e violeta, seus comprimentos de onda são restringidos a valores específicos e as potências disponíveis ainda são limitadas, fazendo com que a geração de harmônicos ainda seja a melhor opção em muitos casos.

O Grupo de Lasers e Aplicações já vem há bastante tempo trabalhando no desenvolvimento de lasers na região azul do espectro [1-5]. Um dos sistemas desenvolvidos [1] consiste em um laser de diodo em cavidade estendida em configuração Littman que opera na região do infravermelho a 846 nm. O laser desta cavidade opera a uma temperatura de 10°C e usa um fluxo de nitrogênio para tornar a atmosfera seca. Na base sobre a qual o laser é montado é mantido um fluxo constante de água para retirar o calor gerado pelo laser. Em seguida, a frequência deste laser, logo após de ser amplificado por um amplificador óptico semiconductor, foi duplicada para 423 nm em um cristal de niobato de potássio (KNbO_3) - este cristal precisa de um resfriamento em torno de -15°C para conseguir o casamento de fase que otimiza o processo de duplicação - utilizado dentro de uma cavidade óptica ressonante e estabilizada pela técnica de Hansch-Coulliaud. A potência atingida através deste sistema laser foi de 60 mW em 423 nm com uma potência em 846 nm de 450 mW. Um segundo sistema [2-3] também desenvolvido no grupo, consiste em um laser de diodo acoplado a um prisma isóscele (que serve como selecionador de frequência) e uma lamínula de microscópio (que retroalimenta ao laser diodo). Estes três componentes compõem a cavidade estendida alternativa que ao igual que a cavidade anteriormente descrita precisa de resfriamento em torno dos 10°C para operar em um comprimento de onda de 846 nm. Já o processo de duplicação da frequência usada em este sistema laser é igual ao anterior sem nenhuma variação em seu processo. Este sistema gera uma potência útil de 16 mW de luz em 423 nm a partir de uma potência de 77 mW em 846 nm. Finalmente, um terceiro sistema laser de duplicação extra- e intra-cavidade [4] usando um laser de Ti:safira foi também desenvolvido. O cristal duplicador usado neste sistema é o BIBO (BiB_3O_6), que opera a temperatura ambiente e tem um casamento tipo I crítico. Este cristal é situado tanto dentro de uma cavidade óptica de amplificação quanto dentro do ressonador do laser de

Ti:safira. No primeiro caso, foi gerada uma potência de 70 mW de radiação em 423 nm para uma potência entrante de 330 mW a 846 nm. Para a duplicação intracavidade foi atingida uma potência de 330 mW a 423 nm para uma potência de 7,3 W de bombeio do laser de Ti:safira a 532 nm.

Então, o primeiro objetivo desta tese foi desenvolver um sistema laser (que opere na região do azul) o mais simples e compacto possível e que não precise de resfriamento algum. Isto é feito através da duplicação de frequência de um laser de diodo em cavidade estendida em configuração Littrow, emitindo particularmente em $\lambda=846\text{nm}$, por geração de segundo harmônico em um cristal não-linear de BIBO (com casamento de fase por ângulo), gerando assim um comprimento de onda de $\lambda=423\text{nm}$. Como a geração de segundo harmônico é um processo de baixa eficiência, uma cavidade óptica ressonante foi usada para aumentar a eficiência do processo de geração de segundo harmônico, mas problemas de travamento da cavidade duplicadora do primeiro sistema laser nos obrigaram a desenvolver outra cavidade, portanto dois sistemas lasers foram desenvolvidos em esta tese.

A maioria de experimentos de espectroscopia de átomos alcalinos metálicos usa simples células de vidro (por exemplo, Rb, Cs). Mas ao trabalhar com cálcio (elemento atômico de interesse para nosso grupo [6-10]), sua pressão de vapor a temperatura ambiente é tão baixa que este precisa ser aquecido a temperaturas acima de 400°C para que se consiga observar algum sinal espectroscópico, levando a vários problemas relacionados à temperatura. Nesta tese nós propomos e construímos uma célula de vapor baseado em um dispensador que emite átomos de cálcio quando se aplica uma corrente elétrica. Esta célula de vapor de cálcio após ser devidamente caracterizada será usada em alguns experimentos de espectroscopia, e potencialmente pode servir como fonte que gere um sinal de erro para travar o laser, previamente desenvolvido, na frequência atômica do cálcio.

Esta tese está dividida em seis capítulos. No Capítulo 2, uma breve introdução à física dos lasers de semicondutor e suas características é apresentada, juntamente com as principais características dos lasers de diodo usados. No Capítulo 3, descrevemos a montagem experimental e características dos lasers em configuração de cavidade estendida tipo Littrow, remarcando as principais diferenças dos dois sistemas desenvolvidos. A duplicação de frequência usando a geração de segundo harmônico no cristal duplicador BIBO em uma

Capítulo 1 – Introdução

cavidade óptica externa e caracterização da luz azul gerada assim como uma breve revisão teórica sobre geração de segundo harmônico é mostrada no capítulo 4. No capítulo 5, é apresentado o desenho e construção da célula de vapor de cálcio. Adicionalmente descrevemos uma caracterização da célula mediante o uso de espectroscopia de absorção. Os principais resultados e perspectivas de cada um dos sistemas são resumidos no capítulo 6 de conclusões.

Capítulo 2

2 - Lasers de Diodo Semicondutor

A fim de utilizar os lasers de diodo de uma maneira eficiente é necessário estudar a física de seu funcionamento e conhecer suas principais características. O conteúdo deste capítulo desenvolve estes dois assuntos.

2.1 – Introdução

Os lasers de diodo (vide figura 2.1) tornaram-se nas últimas décadas um dos tipos de laser mais importantes em termos econômicos e uma ferramenta muito útil para a humanidade. Eles são usados em uma vasta área de aplicações, desde pesquisa básica até as aplicações em comunicação por fibras ópticas devido a suas excelentes características: produtividade em massa, alta confiabilidade, baixo consumo de energia, larga sintonização, alta eficiência e uma excelente capacidade de ser modulado diretamente.



Figura 2.1 – Comparação de um laser de diodo com uma moeda de um centavo americano. Reproduzido da Ref. [11].

Sua origem data da década de 60, quando foram demonstrados pela primeira vez em vários laboratórios [12-26]. Mas os primeiros lasers de diodo consistiam em uma simples homojunção p-n a qual precisava de uma enorme corrente de injeção e de temperaturas criogênicas para seu funcionamento, o que os tornava pouco úteis para aplicações práticas. O desenvolvimento dos lasers de dupla heteroestrutura [17, 18] e o subsequente avanço no projeto dos dispositivos tornou possível a fabricação de lasers de diodo mais confiáveis que operam a baixas correntes e a temperatura ambiente [19].

Entretanto, avanços no projeto de novos lasers dependem fortemente da tecnologia de sua fabricação. “Liquid phase epitaxy” (LPE) é usado na fabricação de simples configurações de lasers de diodo; o desempenho é limitado pela inabilidade do LPE para formar finas camadas epitaxiais e uma dopagem precisa de perfis o qual resultam em uma baixa potência de saída do laser de diodo. A primeira importante melhoria tecnológica necessária para a fabricação de lasers de alta potência foi o desenvolvimento de duas novas tecnologias: “Metal organic chemical vapor deposition” (MOVCD) e “Molecular beam epitaxy” (MBE). Estas duas tecnologias chave produziram uma poderosa ferramenta que permitiu aos projetistas de lasers controlarem a deposição de cristais em uma escala atômica, a qual conduz a uma deposição uniforme do material e ultimamente a camadas ativas de poços quânticos.

Com estas tecnologias, o seguinte desenvolvimento foi na década de 80 e começos dos 90. Dispositivos semicondutores mais complexos foram desenvolvidos incluindo laser de modo único com alta taxa de modulação e “arrays” de laser de diodo com alta potência de saída. Além disso, progressos na engenharia de novos materiais de laser de diodo tornaram possível cobrir comprimentos de onda de emissão desde o violeta-azul até infravermelho médio e longínquo, os quais motivaram a substituição de lasers grandes de estado sólido e gás por lasers de diodo compactos, de menor custo, e mais eficientes. Além disso, a utilização de heteroestruturas de poços quânticos, especialmente estruturas tensas, torna possível operar lasers de diodo de poço quântico com muita baixa corrente de limiar (sub-mA) com uma alta eficiência e alta taxa de modulação (multi-GHz) [20-23].

2.2 – Princípio de operação de um laser de diodo

A geração de luz no laser de diodo resulta da recombinação de pares elétron-buraco injetado numa junção p-n (conhecida também como região ativa) através de uma corrente elétrica [24]. Se a corrente for grande o suficiente e a região ativa for pequena, o processo radiativo prevalecerá, mas outros processos podem ser observados causando perdas no sistema (por exemplo, a emissão de fônons).

Então, com o objetivo de gerar suficiente potência de luz coerente, duas condições são necessárias: (1) um meio que possa amplificar a radiação eletromagnética que se propaga em seu interior e (2) um mecanismo de realimentação que possa confinar o campo eletromagnético através de bem definidos modos ópticos. Para um laser de diodo semicondutor, como o próprio nome diz, o meio ativo consiste de um material semicondutor. A retroalimentação óptica é conseguida utilizando-se as faces do semicondutor como espelhos, formando assim uma cavidade Fabry-Perot [25]. O confinamento dos modos é obtido através de guiamento de onda dielétrica através da cavidade laser. Para prover ganho óptico e conseguir a inversão de população, o laser semicondutor necessita ser externamente bombeado. Isso é feito injetando-se uma corrente elétrica no semicondutor. O comprimento de onda da luz emitida é aproximadamente igual ao “band gap” do material da região ativa.

As principais características que distinguem os lasers de diodo dos demais lasers são:

1. Tamanho pequeno (da ordem de $300\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$), permitindo que seja inserido em outros instrumentos.
2. Baixa corrente de bombeio (em geral, variando entre 15 e 100 mA)¹.
3. Alta eficiência em converter energia elétrica em luz excedendo 50%.
4. Possibilidade de modular sua saída mediante a modulação da corrente de bombeio em taxas de até alguns GHz.

¹ Cave destacar neste ponto que existem outros lasers de diodo que operam com correntes de alguns amperes e tem taxas de modulação máxima de 100 Hz, mas eles não serão discutidos nesta tese.

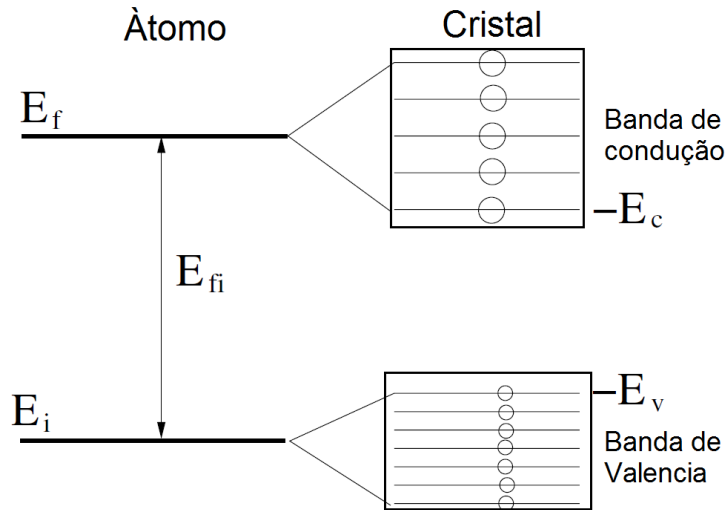


Figura 2.2 – Diagrama de níveis de energia para átomos e sólidos. Figura adaptada da Ref. [24].

5. Transições quânticas entre bandas contínuas de energia, ao invés de níveis discretos de energias, como nos demais lasers (vide figura 2.2).

2.2.1 – Lasers de Heteroestrutura

O desenho mais eficiente de um laser semicondutor é a de dupla heteroestrutura (vide a figura 2.3). Aqui uma camada ativa de um material semicondutor (por exemplo, GaAlAs, InGaAs, etc.) é “sanduichado” entre duas camadas com materiais com um “gap” maior (“cladding layers”). A heteroestrutura serve dois propósitos. Primeiro, que os elétrons injetados através de uma tira metálica sejam difundidos desde as camadas de gaps maiores para que depois sejam confinadas pelo poço de potencial na camada de menor gap. O confinamento dos elétrons restringe a inversão de população à região ativa e o ganho óptico fica espacialmente localizado. A heteroestrutura serve também como uma guia de onda óptica para a luz laser perpendicular ao plano de interface porque os materiais com um gap maior têm um índice de refração menor. Por outro lado, a camada ativa tem um gap menor, assim um maior índice de refração, fazendo com que a luz seja totalmente refletida pela interface. A cavidade óptica consegue-se polindo duas faces do diodo, que atuarão como espelhos da cavidade.

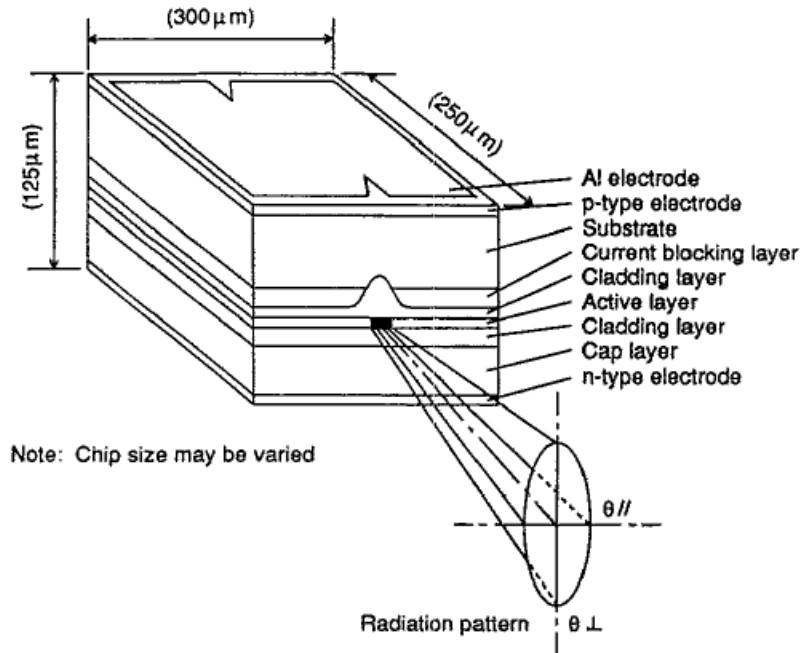


Figura 2.3 - Ilustração das diferentes camadas e dimensões típicas de um laser de diodo. A forma retangular da região de ganho conduz ao perfil elíptico do feixe de saída. Reproduzida da Ref. [28].

2.3 – Características Básicas dos Lasers de Diodo

Nesta secção apresentaremos algumas das características elementares dos lasers de diodo tais como a potencia de saída, a divergência do feixe e algumas propriedades espectrais.

2.3.1 – Potência de saída e corrente de limiar (I_{th})

Um dos parâmetros mais importantes de caracterização de um laser de diodo é a potência óptica. A figura 2.4 ilustra o comportamento típico de um laser de diodo contínuo (cw) em função da corrente de injeção. Através dessa curva é possível se obter a corrente de limiar (I_{th}), extrapolando-se a parte linear para potência zero. Abaixo desse limiar o laser comporta-se como um LED (“Light Emitting Diode”), onde a emissão espontânea predomina. Acima do limiar, a inversão de população acontece e passa a predominar a emissão estimulada.

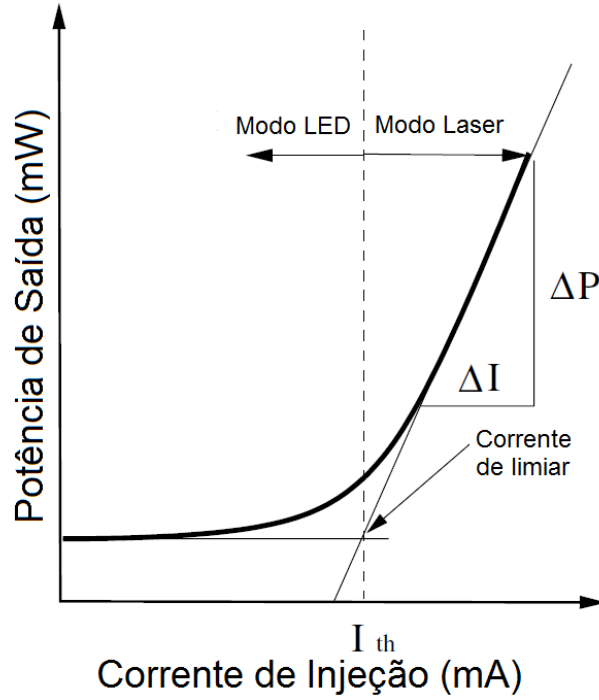


Figura 2.4 - Potência de saída em função da corrente de injeção característica dos lasers de diodo.

A potência acima da corrente de limiar pode ser calculada por [26]:

$$P = \eta_{in} \frac{h\nu}{e} \frac{\alpha_m}{\alpha_{tot}} (I - I_{th}), \quad (2.1)$$

onde η_{in} é a eficiência quântica interna, representando a probabilidade de recombinação radiativa entre um elétron e um buraco; α_m e α_{tot} são as perdas por modo e total através de saída de fótons pelos espelhos (faces) do laser de diodo, respectivamente; $h\nu$ é a energia de um fóton; e é a carga do elétron e I é a corrente de injeção.

Da equação (2.1) imediatamente pode-se deduzir que a inclinação da curva é dada por:

$$\eta_{inclinação} = \frac{dP}{dI} = \eta_{in} \frac{h\nu}{e} \frac{\alpha_m}{\alpha_{tot}}. \quad (2.2)$$

Além disso, a inclinação da curva acima da corrente de limiar é um parâmetro interessante. Tipicamente, é da ordem de 0,3 mW/mA a 25°C e cai a 0,01 mW/mA para cada 10 graus de aumento na temperatura de funcionamento.

2.3.2 – Características espaciais do feixe

Pelo fato da luz ser emitida de uma região retangular pequena ($0,1\ \mu\text{m}$ por $0,3\ \mu\text{m}$), o feixe experimenta uma difração ao cruzar a fenda, resultando assim num feixe com uma grande divergência. Além disso, devido à diferença nas dimensões da fenda, diferentes valores de divergência são obtidos para planos mutuamente ortogonais gerando assim um cone de luz elíptico na seção reta. Valores típicos do ângulo de divergência (com uma largura total a 50% de intensidade) são 30° perpendiculares à junção e 10° paralelos a ela.

Outra característica do feixe é seu astigmatismo, que tem sua origem na não-uniformidade do perfil do ganho na região ativa do laser, na direção paralela ao comprimento maior da fenda de saída do feixe. Como o ganho é maior perto do eixo central da cavidade, enquanto se propaga na cavidade perpendicularmente à fenda, o feixe experimenta um efeito de “focalização por ganho” em direção a este eixo. Conseqüentemente, um perfil de fase divergente automaticamente surge para contrariar esta tendência do feixe a colapsar no centro [27]. Tipicamente, as distâncias astigmáticas (distância entre focos sagital e tangencial quando o laser é focalizado) para lasers de diodo encontram-se entre 5 e $40\ \mu\text{m}$. Normalmente, são utilizados prismas ou lentes para corrigir os defeitos espaciais do feixe [27].

2.3.3 – Polarização do feixe

A dimensão transversal da região ativa do laser de diodo é muito menor que a dimensão lateral, permitindo que a região ativa seja considerada (em uma boa aproximação) um guia de onda dielétrico cuja estrutura lateral é uniforme e infinita. Neste tipo de estrutura podemos distinguir os modos TE (campo elétrico oscilando na direção paralela ao plano de junção) e os modos TM (campo elétrico oscilando na direção perpendicular ao plano de junção). Levando-se em conta o coeficiente de refletividade desses modos, a refletividade de um modo TE será sempre maior que do modo TM (reflexão do Fresnel). Dessa maneira, as perdas na cavidade são menores para os modos TE, conduzindo a um limiar mais baixo para estes modos. Assim, o modo transversal do laser é um modo TE polarizado na direção

paralela ao plano da junção [28]. Em alguns casos o laser de diodo pode ser forçado a oscilar no modo TM através de retroalimentação ótica [29].

2.3.4 - Largura de linha

Os lasers de diodo têm uma largura de linha maior que os demais lasers. Isto se deve principalmente a que o comprimento da cavidade do laser é muito pequeno, o que torna o “Free Spectral Range” da cavidade muito grande (vide a equação 2.5), alargando assim, a linha. Outro motivo é que a inversão de população nestes lasers é incompleta: o nível de energia mais baixo não está vazio, como ocorrem nos demais lasers [30]. A expressão para a largura de linha dos lasers de diodo é dada por [30]:

$$\Delta\nu_d = \Delta\nu_{ST}(1 + \alpha^2)n_s, \quad (2.3)$$

onde α é a razão da variação da parte real pela parte imaginária do índice de refração; n_s é o fator de emissão, que é a razão das taxas de emissão espontânea por modo pela taxa de emissão estimulada por fóton; e $\Delta\nu_{ST}$ é a largura de linha dos laser monomodo conhecida como a largura de linha de Schawlow-Townes modificada [31], dada por:

$$\Delta\nu_{ST} = \pi h\nu(\Delta\nu)^2/P, \quad (2.4)$$

onde P é a potência do modo de laser; h é a constante de Planck e $\Delta\nu$ é a largura de linha da cavidade passiva do laser [32], dada por:

$$\Delta\nu = (2\pi\tau_c)^{-1} = (2\pi)^{-1} \left(\frac{c}{nl} \right) (\alpha l - \ln\sqrt{R_1 R_2}), \quad (2.5)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo; n é o índice de refração do meio ativo; $R_{1,2}$ é a refletância das faces do laser de diodo; α é a perda total interna; L é o comprimento da cavidade laser e τ_c é o tempo de vida do fóton.

Tipicamente, a largura de linha dos lasers de diodo varia de 10 MHz até 100 MHz. No caso dos lasers de diodo, eles são extremadamente sensíveis à realimentação óptica. Isto, tem efeitos dramáticos sobre a largura de linha tanto estreitando-a quanto a alargando-a.

2.3.5 – Sintonização

O comprimento de onda dos lasers de diodo é primeiramente determinado pelo “band gap” do material semicondutor e depois pela temperatura e densidade de corrente do laser de diodo [33]. Embora o “band gap” não esteja sob nosso controle, o único jeito de conseguir alguma sintonização é através da temperatura ou corrente de injeção do laser de diodo, tendo assim uma sintonia grossa por temperatura e fina por corrente. A sintonização pela corrente é conseguida através do aquecimento do laser diodo por efeito Joule. Abaixo da corrente de limiar, a corrente tem um efeito direto no índice de refração do laser, por causa da densidade de portadores de carga. Acima da corrente de limiar, a única influencia é do aquecimento por efeito Joule.

A sintonização por temperatura pode ser entendida pensando-se nos modos da cavidade sob a curva de ganho. Em lasers de diodo, ambos os modos da cavidade e a curva de ganho são dependentes da temperatura porque o índice de refração e o “band gap” dependem da temperatura, respectivamente. Quando um modo não tem mais ganho para entrar em oscilação laser, o comprimento de onda do laser pula para um modo onde o ganho é suficiente (vide figura 2.5), este fenômeno é conhecido como “mode hopping”. O mode-hopping ocorre para valores específicos de temperatura do laser e da corrente de injeção. Desta maneira, mode-hopping pode ser eliminado ou minimizado através de um controle cuidadoso destes parâmetros.

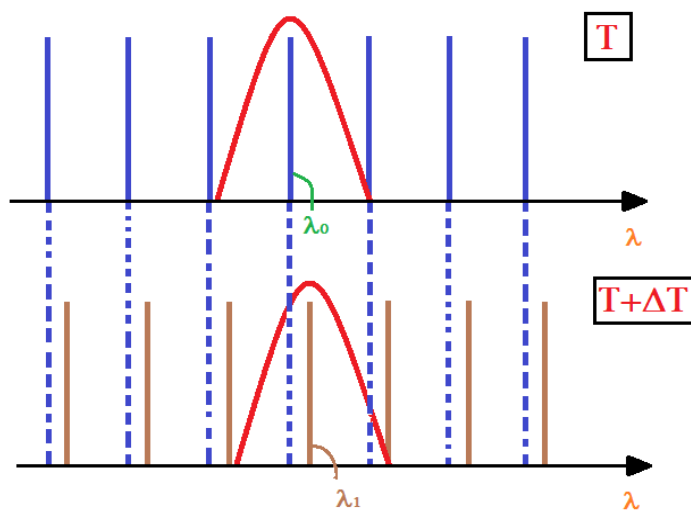


Figura 2.5 - Esquema dos pulsos de modo num laser de diodo ao mudar sua temperatura.

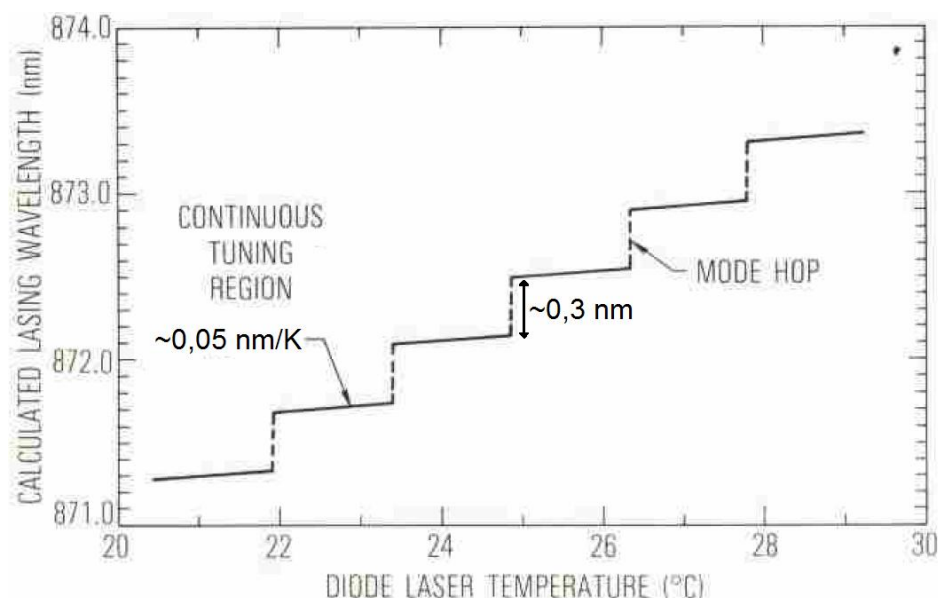


Figura 2.6 - Curva do comprimento de onda em função da temperatura para GaAs. Reproduzido da Ref. [28].

Em lasers de AlGaAs, a curva de ganho desloca-se para comprimentos de onda maiores, ao aumentar-se a temperatura (tipicamente $0,25 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$), mais rapidamente que os modos da cavidade (tipicamente $0,05 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$). Isto faz que os saltos sejam para comprimentos de onda maiores e dando à curva de sintonização uma aparência de escada (vide figura 2.6).

2.4 – Caracterização dos lasers utilizados na tese

Nesta seção descreveremos as principais características dos lasers usados nesta tese: Tóptica LD-0850-0300 e JDS Uniphase SDL-5410. Ambos emitem radiação laser próximo de 846 nm à temperatura ambiente. O primeiro laser emite uma potência máxima de 300 mW e o segundo 100 mW.

Deixaremos para o seguinte capítulo a apresentação do desenho, construção e montagem dos sistemas lasers desenvolvida nesta tese, o qual será abordado com maior detalhe.

2.4.1 – Laser de diodo LD-0850-0300

O primeiro laser de diodo usado é o LD-0850-0300 fabricado pela empresa Tóptica. Entre suas principais características estão emissão em monomodo e alta potência de saída.

Algumas características típicas para serie de lasers LD-0850-300 dadas pelo fabricante são apresentadas na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 - Características ópticas e elétricas dos lasers LD-0850-300.

Item	Símbolo	Típico	Unidade
Corrente Limiar	I_{th}	90,0	mA
Corrente de Operação	I_{OP}	440,0	mA
Potência óptica de saída	P_o	300,0	mW
Voltagem de Operação	V_{OP}	1,8	V
Eficiência	η	0,88	W/A
Comprimento de onda	λ	845,0	nm
Divergência (paralelo)	θ_{par}	6,0	deg
Divergência (perpendicular)	θ_{per}	25,0	deg
Dependência com a Temperatura	$d\lambda/dT$	0,3	nm/K

A medição da potência em função da corrente de injeção é mostrada na figura 2.7. A “slope efficiency”, inclinação da curva é de 0,81 mW/mA e a corrente de limiar “ I_{th} ” é 114 mA. Os dados foram medidos a uma temperatura 18,3°C.

Diferenças nos valores da potência de saída proporcionada pelo fabricante e os medidos por nós (figura 2.7), foram obtidos nos lasers de diodo LD-0850-300 (foram testados três lasers de diodo diferentes obtendo resultados similares). Por exemplo, para uma corrente de 422 mA deveríamos ter 311 mW segundo o fabricante, mas a potência medida foi de 245 mW. Essa diferença pode ser devido a uma incorreta calibração do medidor de potência.

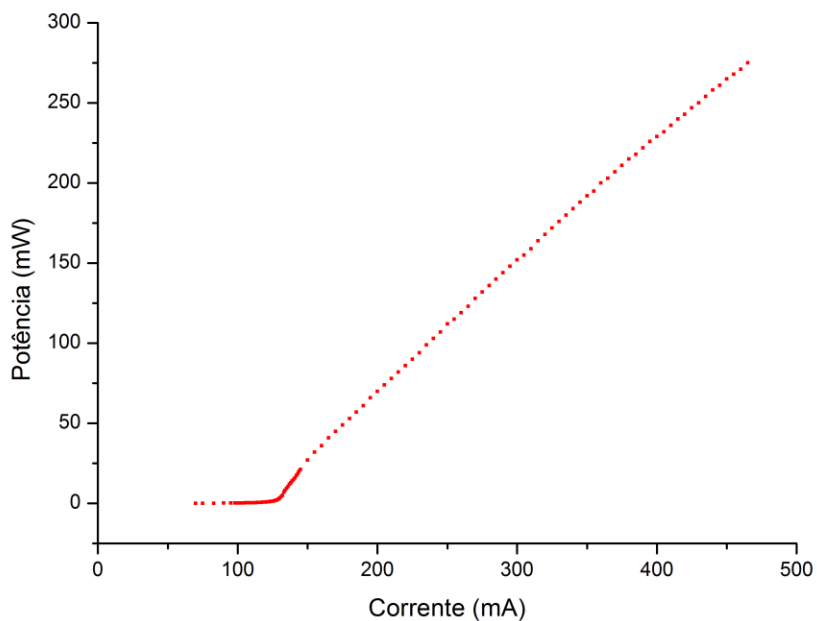


Figura 2.7 - Curva de potência por corrente de injeção, para uma temperatura de 18,3°C.

Com o objetivo de estabelecer a temperatura de funcionamento de nosso laser de diodo, para a qual a potência seja o suficientemente maior, fizemos varias medidas que as quais são mostradas na figura 2.8. Esta figura mostra o aumento da potência com a diminuição da temperatura, como se esperaria.

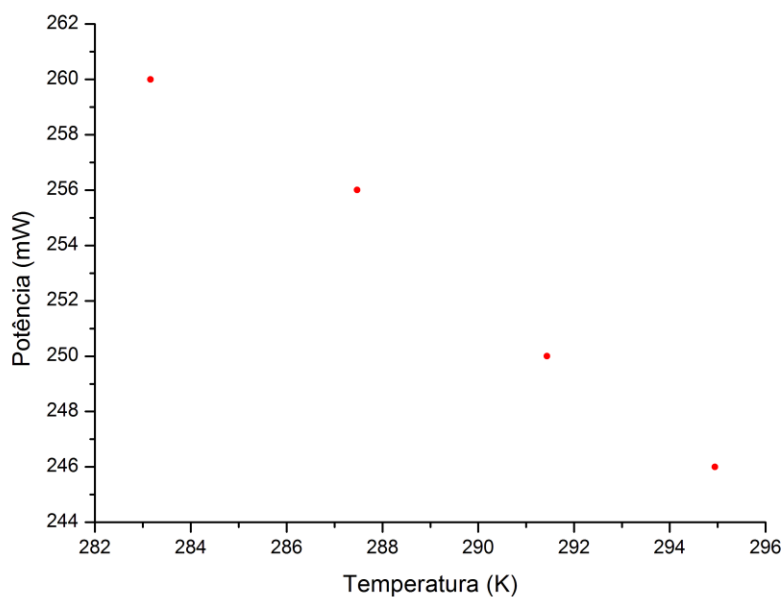


Figura 2.8 - Potência emitida em função da temperatura, para uma corrente de operação de $I = 430$ mA.

2.4.2 – Laser de diodo SDL-5410

O segundo laser de diodo usado para o desenvolvimento desta tese foi um laser de poço quântico de AlGaAs de alta potência da “*Spectra Diode Laser*” (SDL) modelo 5410 com cavidade guiada por índice de refração. Esta série da SDL opera também em regime monomodo.

Algumas características típicas para a serie de lasers SDL-5410 dadas pelo fabricante são apresentadas na Tabela 2.2.

Tabela 2.2 - Características ópticas e elétricas dos lasers SDL-5410.

Item	Símbolo	Típico	Unidade
Corrente Limiar	I_{th}	35	mA
Corrente de Operação	I_{OP}	160	mA
Potência óptica de saída	P_o	100	mW
Voltagem de Operação	V_{OP}	2,1	V
Eficiência	η	0,85	W/A
Comprimento de onda	λ	852 ± 10	nm
Divergência (paralelo)	θ_{par}	9	deg
Divergência (perpendicular)	θ_{per}	30	deg
Largura espectral	$\Delta\lambda$	3 a 5	nm

A curva da potência em função da corrente de injeção, medida por nós, é mostrada na figura 2.9. Os dados desta curva foram medidos após o feixe laser ser refletido por uma grade de difração, gerando assim uma diminuição na potência verdadeira do laser. A “slope efficiency”, inclinação da curva é de 0,78 mW/mA e a corrente de limiar “ I_{th} ” é 23,1 mA. Os dados foram medidos a uma temperatura 21,0°C.

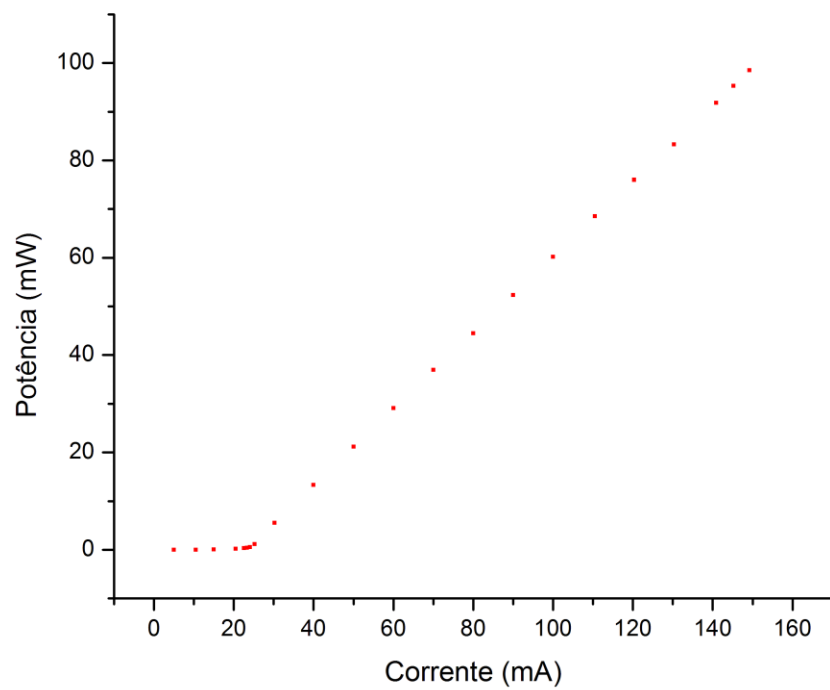


Figura 2.9 - Curva de potência por corrente de injeção, para uma temperatura de 21,0°C.

Capítulo 3

3 – Lasers de Diodo em Cavidade Estendida

A utilização de lasers de diodo em cavidades estendidas (LDCEs) é muito difundida, principalmente para aplicações em espectroscopia de transições atômicas, devido a suas excelentes características que fazem delas fontes de radiação coerente, com uma região larga de sintonização contínua, alta potência de saída, excelente precisão e confiabilidade no comprimento de onda, e principalmente pela sua estreita largura de linha.

Neste capítulo mostraremos algumas características dos lasers de diodo em cavidade estendida, nos focando principalmente na sua largura de linha. Apresentando de forma sucinta, algumas configurações de cavidade estendida, com uma maior discussão para LDCE em configuração Littrow (usado ao longo desta tese).

3.1 – Introdução

A dificuldade de sintonizar continuamente os lasers de diodo e a grande largura de linha que elas têm, faz que seu uso em experimentos de espectroscopia atômica seja limitado (porque estes experimentos exigem fontes com largura de linha inferiores a 1 MHz [34]). Estas imperfeições nas características espectrais dos lasers de diodo podem ser melhoradas mediante o uso de sua extrema sensibilidade a realimentação (“*feedback*”) ótica. A realimentação ótica pode ser feita através do acoplamento do laser a um ressonador externo, fazendo com que uma parte da luz gerada e amplificada no interior da junção, retorne à região ativa depois de um tempo de retardo. Nesse caso dizemos que a cavidade laser está acoplada numa configuração de cavidade estendida.

Os lasers de diodo em cavidade estendida (LDCE) são compostos de um laser de diodo semiconductor com ou sem um filme anti-refletor em uma ou em duas de suas faces, um colimador para acoplar a saída do laser de diodo e um filtro externo que seleciona os modos (por exemplo, espelhos, étalons, grade de difração, prismas, cavidades com fibra ótica, etc.).

A essência do método de realimentação ótica é incrementar o fator de qualidade (Q) da cavidade laser mediante o acoplamento da cavidade laser com um filtro externo, como uma grade de difração ou prisma, e assim forçar o laser a oscilar num modo único selecionado pelo filtro externo. Em geral, as características dos lasers de diodo em cavidade estendida podem mudar muito, dependendo do comprimento da cavidade estendida, o nível de realimentação e os parâmetros dos lasers de diodo [35, 36].

Algumas características introduzidas pelos LDCEs são:

- a. Redução dramática da largura de linha.
- b. Sintonia fina do comprimento de onda.
- c. Diminuição da corrente de limiar.
- d. Operação num único modo longitudinal.

3.2 – Configurações de LDEC

Há um grande numero de desenhos bons para LDCEs, cada um com suas próprias vantagens e desvantagens. Para aplicações em espectroscopia, por exemplo, configurações com uma grade de difração ou uma cavidade Fabry-Perot são os mais utilizados [37]. No caso da grade de difração, a sintonização do laser pode ser feita através de sua rotação e no caso da cavidade Fabry-Perot deve-se sintonizar sua frequência de ressonância movimentando-se um de seus espelhos. Em ambos os casos a sintonia pode ser feita apenas externamente, ou seja, sem alterar a corrente ou temperatura do laser.

O primeiro exemplo de LDEC que usa uma cavidade Fabry-Perot como elemento selecionador de frequência, provê larguras de linhas menores que 10 kHz [38], mas

apresenta alto nível de complexidade, sendo necessária uma realimentação eletrônica para controlar o tamanho do caminho ótico entre a cavidade estendida e o laser de diodo. Além disso, só pode ser sintonizada continuamente nas regiões em que o laser originalmente (sem realimentação ótica) operava. Já a estabilização de lasers de diodo através de realimentação de uma grade de difração é muito mais simples e permite uma redução da largura de linha para cerca de 100 kHz e uma sintonização de vários nanômetros [39, 40], que é suficiente para muitos experimentos.

Dentro dos LDCEs que usam uma grade de difração, encontram-se dois tipos: Littman e Littrow, que são os mais usados hoje em dia. Trataremos aqui, porém, apenas os dois citados anteriormente, expandindo a discussão para ECDL em configuração Littrow (usado ao longo desta tese) numa secção posterior com o objetivo de compreender melhor suas características.

3.2.1 – Configuração Littrow

Nesta configuração, a cavidade estendida é composta simplesmente por uma grade de difração. A grade de difração é disposta de tal forma que a primeira ordem de difração é refletida diretamente de volta ao laser de diodo, como se pode observar na figura 3.1. O comprimento de onda de emissão da cavidade é o selecionado pela grade de difração e retrorefletido para o diodo laser. A sintonia de modos longitudinais é feita através da rotação da grade de difração em torno de um pivô. A posição do pivô é importante para se obter uma sintonização contínua, evitando pulos de modos. A escolha correta do ponto de pivô garante que o comprimento de onda do modo longitudinal e o comprimento de onda de perdas mínimas da grade sejam deslocados espectralmente a uma mesma taxa, suprimindo os pulos de modo [41]. Como a sintonia é feita girando a grade de difração, o feixe de saída sofre um pequeno desvio, o que prejudica o uso desta configuração em certos experimentos (tipicamente cerca de 10% a 20% da potência do laser é retrorefletida para o laser).

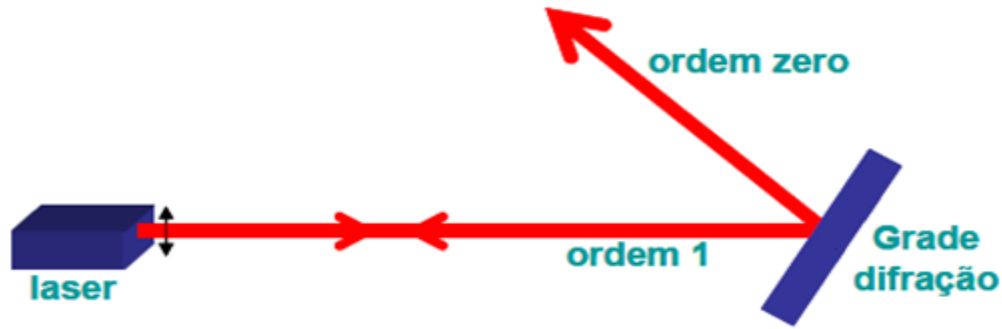


Figura 3.1 – LDCE em configuração Littrow. Reproduzido da Ref. [1].

3.2.2 – Configuração Littman-Metcalf

Nesta configuração a radiação emitida pelo laser incide em um ângulo rasante sobre a grade de difração. Esta incidência rasante preenche o maior número possível de linhas da grade de difração, fornecendo maior resolução e conseqüente melhor seleção dos modos da cavidade. Na configuração Littman a grade é usada em duas passagens sucessivas, duplicando a dispersão espectral. O feixe de saída é obtido pela reflexão especular da rede de difração (ordem zero). A primeira ordem de difração é enviada a um espelho e reenviada à grade, onde sofre nova difração sendo então enviado ao laser de diodo, fornecendo a realimentação óptica necessária para a seleção de um modo. O feixe de saída possui estabilidade direcional, pois a seleção de modos é obtida variando-se a posição do espelho de retroalimentação (figura 3.2).

A configuração de Littman foi primeiramente proposta por Littman e Metcalf como um método de estabilização passiva em lasers de corante [42]. Somente foi aplicada a lasers de diodo em 1991 [43], apresentando diversas vantagens sobre a configuração Littrow, como por exemplo, o não deslocamento espacial do feixe ao sintonizar o comprimento de onda.

Entretanto, a potência disponível na ordem zero é menor do que na configuração Littrow porque a maioria das grades de difração utilizada tem “*blaze*” projetadas para operar com alta eficiência (90%) em montagem Littrow e, portanto, não é a mais apropriada para o uso em montagem com incidência rasante (Littman), podendo apresentar perdas de até 50%.

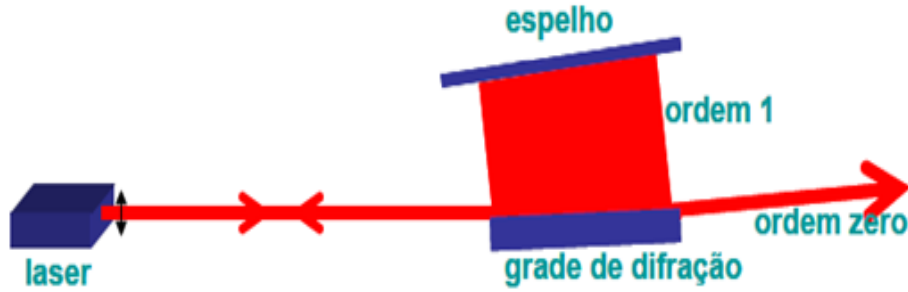


Figura 3.2 – LDCE em configuração Littman-Metcalf. Reproduzido da Ref. [1].

3.3 – Largura de linha em LDCE

A característica mais surpreendente dos LDCEs é sua estreita largura de linha. Aumentando o comprimento da cavidade ótica, as flutuações de fase devido à recombinação espontânea podem ser dramaticamente reduzidas, estreitando assim a largura de linha do laser, como mostraremos na seguinte discussão [44].

Como foi discutido na seção 2.3.3 a largura de linha é dada pela seguinte fórmula [30]:

$$\Delta\nu_d = \Delta\nu_{ST} = \frac{\pi h\nu(\Delta\nu)^2}{P} (1 + \alpha^2)n_s, \quad (3.1)$$

onde $\Delta\nu$ é relacionado ao tempo de vida do fóton τ_c e, conseqüentemente, à perda da cavidade em passagem única. Para um laser de diodo solitário, a expressão apropriada para a largura de linha da cavidade passiva é [32]

$$\Delta\nu = (2\pi\tau_c)^{-1} = (2\pi)^{-1} \left(\frac{c}{nl} \right) (\alpha l - \ln\sqrt{R_1 R_2}), \quad (3.2)$$

A equação deve ser modificada quando o laser é operado na configuração de cavidade estendida, onde o tempo de vida do fóton é significativamente mais longo devido a uma propagação sem perdas sobre uma distancia $L \gg nl$:

$$\Delta\nu = (2\pi)^{-1} \left[\frac{c}{nl + L} \right] (\alpha l - \ln\sqrt{T_l^4 R_3 R_g}), \quad (3.3)$$

sendo L o tamanho da cavidade estendida, T_l a transmissão da lente de colimação (incluindo perdas por acoplamento no laser de diodo) e $R_{3,g}$ as refletividades do espelho de retroalimentação óptica e da grade respectivamente.

Como o comprimento da cavidade estendida é maior do que da cavidade laser, tipicamente, para uma dada potência P , a largura de linha é reduzida por duas ordens de grandeza na cavidade estendida [39].

Concomitante com sua redução na flutuação de fase espontânea, a cavidade estendida desacopla a frequência de ressonância do laser da forte dependência sobre o índice de refração do semiconductor. Quando o comprimento ótico da cavidade estendida é $nl + L$, os modos de frequência são:

$$\nu_m = \frac{mc}{[2(nl + L)]}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (3.4)$$

Da equação (3.4) podemos obter uma expressão para a variação dos modos de frequência com o índice de refração dado por

$$\nu_m^{-1} \left(\frac{d\nu_m}{dn} \right) = n^{-1} \left[\left(\frac{L}{nl} \right) + 1 \right]^{-1}. \quad (3.5)$$

Para $L \gg nl$, as mudanças relativas no modo da frequência devido a mudanças no índice de refração são reduzidas por um fator nl/L . Enquanto as flutuações no índice de refração contribuem significativamente na largura de linha observada do laser de diodo solitário, para um laser em cavidade estendida elas são insignificantes.

O estreitamento da largura de linha resultante do incremento no comprimento ótico da cavidade estendida é alcançado ao custo de uma reduzida tolerância mecânica. Portanto, a largura de linha estará limitada pelo grau de estabilidade mecânica de toda a cavidade.

3.4 – LDCE em configuração Littrow

Na configuração Littrow, como foi mencionado anteriormente, a primeira ordem de difração da grade é retrorefletida ao laser de diodo e a luz diretamente refletida forma o feixe de saída. Esta configuração particularmente simples e efetiva pode ser usada com grades de difração pouco eficientes, para reduzir a retroalimentação e assim incrementar a potência de saída. Infelizmente, a direção do feixe de saída é dependente do comprimento da onda, levando a problemas de alinhamento ao sintonizar o laser. Isto pode ser contornado usando um divisor de feixe intra-cavidade como um acoplador de saída, mas é difícil de evitar perdas por reflexão direta de um segundo feixe de saída da grade. O divisor de feixe deve ter uma alta qualidade para minimizar as perdas e evitar a formação de cavidade secundária [45]. Uma solução bastante simples utiliza um espelho acoplado ao suporte da grade. Ao girá-lo junto com a grade, o espelho mantém a direção do feixe de saída aproximadamente constante [45].

3.4.1 – Sintonização

O feixe de luz emitido pelo laser de diodo atinge a grade de difração, sendo assim difratado em várias direções dadas pela equação de grade:

$$m\lambda = d(\sin\theta + \sin\beta), \quad (3.6)$$

onde m é um inteiro (conhecido como ordem de difração), λ é o comprimento de onda, d é o período da grade de difração (espaçamento entre suas ranhuras), θ é o ângulo entre a normal da grade e a direção do feixe incidente (definido para ser positivo) e β é o ângulo de difração, medido da normal da grade no mesmo sentido como θ , tal como são mostrados na figura 3.3 (a).

O caso $m = 0$ é o caso de reflexão especular ($\theta = -\beta$), para qualquer grade, alguma porcentagem de luz para um dado comprimento de onda é difratado na ordem zero, sendo este feixe refletido, então o feixe de saída da cavidade.

O comprimento de onda é definido pelo feixe retrorefletido ao laser de diodo, que impõe então que $\theta = \beta$. Substituindo isso na equação (3.6), a expressão para o comprimento de onda é dada por

$$m_L \lambda_L = 2d \sin \theta. \quad (3.7)$$

Com o objetivo de minimizar perdas e aperfeiçoar a seletividade do comprimento de onda é escolhido $m_L = +1$ [46]. Além disso, a equação dos modos da cavidade estendida dada pela equação (3.4) deve também ser obedecida.

Portanto, o comprimento de onda na configuração Littrow pode ser variado girando-se a grade de difração ao redor de um eixo paralelo as ranhuras da grade, como se pode ver claramente na figura 3.3 (b). Além disso, a condição ótima para a supressão de “modo-hope”, isto é a qual proporciona uma sintonia continua sem saltos de modo, é obtida fazendo-se que o eixo de rotação da grade, esteja situado a uma distância, do laser de diodo, de $Z_R = -L_0$ paralelo à direção do feixe laser, e uma distância de $y_R = L_0 / \tan \theta_0$ ortogonal à direção do feixe laser, onde L_0 é comprimento inicial da cavidade e θ_0 é um ângulo inicial de referência (este ângulo é escolhido, fazendo com que o comprimento de onda difrata pela grade seja igual a um modo da cavidade) [41].

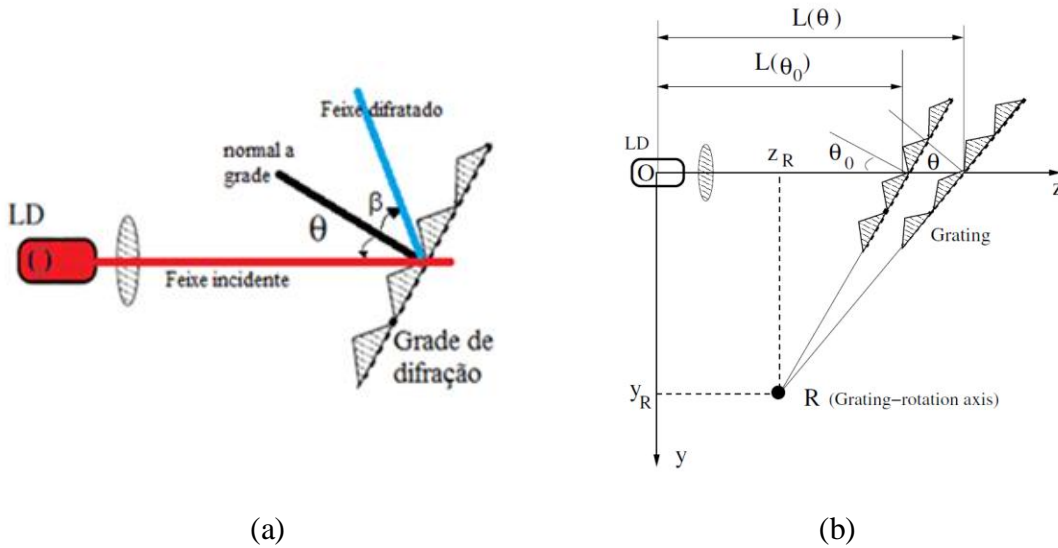


Figura 3.3 – (a) Figura esquemática mostrando o ângulo de incidência e de difração. (b) Diagrama esquemático de sintonização da configuração Littrow. Figura (b) reproduzida da Ref. [24].

3.5 – Montagem Experimental e Resultados

Duas cavidades estendidas montadas em configuração Littrow foram usadas para o desenvolvimento desta tese, uma para o laser de diodo DL-0850-0300 e outra para o laser de diodo SDL-5410. Os detalhes de sua construção e montagem serão apresentados nas seguintes seções, juntamente com os resultados obtidos para os lasers em questão.

3.5.1 – LDCE: Laser de Diodo DL-0850-0300

A construção de nossa primeira cavidade foi feita seguindo como modelo o desenho de Gensemer [47], com algumas adaptações para nosso laser de diodo. A figura 3.4 mostra uma foto da montagem experimental final de nossa primeira cavidade em configuração Littrow desenvolvida. A montagem consiste essencialmente de três partes: um bloco de cobre onde é inserido o laser de diodo (na face traseira) e a lente colimadora de distância focal de 11 mm (na face dianteira), um bloco de latão, que serve como suporte para a grade de difração, e finalmente uma base de latão branco, onde são fixados tanto o suporte do laser de diodo quanto o suporte da grade. Esta montagem é protegida por uma caixa de alumínio, que reduz ruídos acústicos e evita correntes de ar na cavidade, oferecendo uma melhor estabilidade a esta.

O alinhamento horizontal e vertical da grade de difração é feito usando um parafuso que controla o ângulo de duas dobradiças mecânicas flexíveis na montagem. Um ajuste fino para o alinhamento horizontal é feito usando um transdutor piezo elétrico (PZT, pela sua sigla em inglês “Piezo-electric Transducer”) que opera entre 0-150 V situado na frente do parafuso. Os materiais usados na construção da cavidade foram diversos, o material usado para o suporte do laser de diodo foi o cobre. Isto devido a sua alta condutividade térmica, o que melhora a dissipação de calor gerada pelo laser de diodo. Por outro lado, o latão branco - liga metálica de Cu-Zn-Sn com altas proporções de Zn (>20%) - foi usado na base da cavidade e no suporte da grade porque é um bom material elástico, possuindo assim uma menor deformação plástica comparado com outros materiais (por exemplo, o alumínio),

além de ter um coeficiente de expansão térmica baixo. Por ultimo, o alumínio foi usado para a caixa que encerra a cavidade.

Variações na temperatura podem mudar o comprimento da cavidade e o índice de refração do laser de diodo, portanto, também da frequência, fazendo assim necessário o uso de algum meio que controle ativamente a temperatura do laser de diodo. O controle de temperatura é feito usando um “Thermoelectric Cooler” (TEC) e um termistor. O TEC fica situado debaixo da base da cavidade e acima da caixa (que encerra a cavidade). Para conseguir um melhor contato térmico, pasta térmica é usada em ambos os lados do TEC. Além disso, um controlador PID MPT-2500, distribuído pela empresa “Wavelength Electronics Inc.”, é usado juntamente com o TEC e o termistor, obtendo assim um circuito de servo controle da temperatura. O ajuste da temperatura é feito através do TEC (que atua aquecendo ou resfriando o suporte do laser, portanto também o próprio laser) e monitorado pelo termistor. Este sistema de controle de temperatura permite variar a temperatura numa faixa de 10°C até 30°C, com uma estabilidade na temperatura da ordem de 20 m°C, conseguindo atingir a dita estabilização num tempo não maior à 5 minutos.

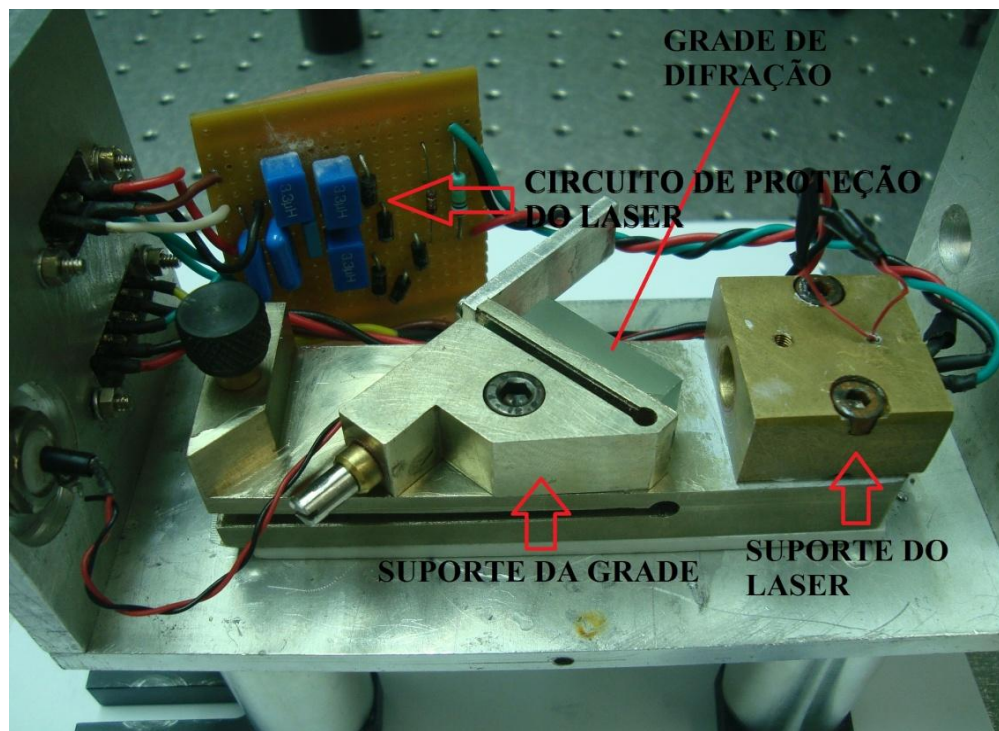


Figura 3.4 – Montagem experimental final da cavidade estendida em configuração Litrow desenvolvida nesta tese.

Para fornecer a corrente no sistema laser, foi utilizada uma fonte de corrente estabilizada MPL-500, distribuído pela empresa “Wavelength Electronics In.’. Esta fonte de corrente pode ser operada nos modos de corrente ou potência constantes, oferecendo um intervalo de 0 a 500 mA de corrente com uma resolução de 1 mA. Também permite a modulação externa da corrente de injeção do laser. Além disso, o máximo de corrente pode ser ajustado, assegurando maior proteção ao laser utilizado (o máximo de corrente para este laser é de 500 mA).

A grade de difração utilizada é do tipo holográfica de 1800 linhas/mm, com “*blaze*” para 500-900 nm. Esta grade fica situada na frente da saída do laser de diodo fazendo um ângulo de $49,6^\circ$ com a direção de ela, retrorefletindo assim a 1ª ordem para o laser, tal como é exigido pela equação 3.7 para a grade para $\lambda = 846$ nm. Com o objetivo de manter fixa a direção de saída do feixe da cavidade, um espelho é colocado após da grade, fazendo um ângulo de 90° com ela.

Após sair da cavidade, um telescópio constituído de duas lentes cilíndricas é situado na frente do feixe com a intenção de circularizar o feixe. Este tópico será abordado com mais detalhe na seção 3.6. Logo após deste telescópio, dois isoladores ópticos são usados para evitar realimentação óptica espúria. Um isolamento de 70 dB é obtido, juntamente com uma transmissão de 87% da potência emitida pela cavidade.

O comprimento de onda desejado é 846 nm, já que este será duplicado em frequência para gerar azul em 423 nm. Então a temperatura de trabalho do laser em cavidade estendida e a corrente de injeção foram de $17,11^\circ\text{C}$ e 400 mA, respectivamente. Para essa corrente, a potência de emissão logo após a grade de difração é de 191 mW. Logo após atravessar os isoladores e um divisor de feixe (usado para obter um feixe de monitoramento) esta diminuiu para 143 mW, sendo essa a potência útil para duplicação.

3.5.1.1 – Caracterização em Potência

A curva de potência de saída, logo após da cavidade, foi medido em função da corrente e está mostrada na figura 3.5. Como é esperada, uma diminuição na potência é obtida, isto,

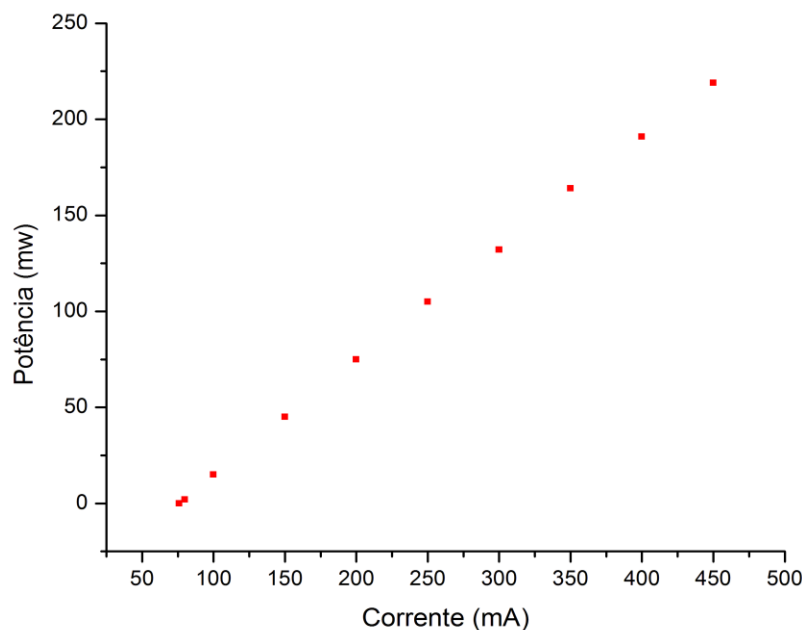


Figura 3.5 – Curva de potência vs. corrente para o LDCE: DL-0850-0300 a 17 °C.

principalmente devido à introdução da grade de difração que gera perdas da ordem de 15%. Além disso, uma diminuição na corrente de limiar, para a cavidade, é obtida, de 114 mA para 75 mA, em relação ao laser solitário. Uma potência máxima de 219 mW é obtido para uma corrente de 450 mA. Os dados foram medidos a uma temperatura de 17,11 °C.

3.5.1.2 – Características Espectrais

A sintonização do comprimento de onda girando a grade usando o parafuso (sintonia grossa) foi de 10 nm, na faixa de 840 nm até 850 nm, as medidas foram realizadas usando um medidor de comprimentos de onda “Wavemeter WA-1000” da empresa “Burleigh”. A figura 3.6 mostra o espectro do LDCE para $\lambda=845,43$ nm para uma corrente igual a 410 mA, obtido usando um espectrômetro de fluorescência “USB4000-FL” da empresa “OceanOptics Inc.”, a largura de linha deste espectro esta limitada pela resolução ótica do aparelho que é 0,19 nm.

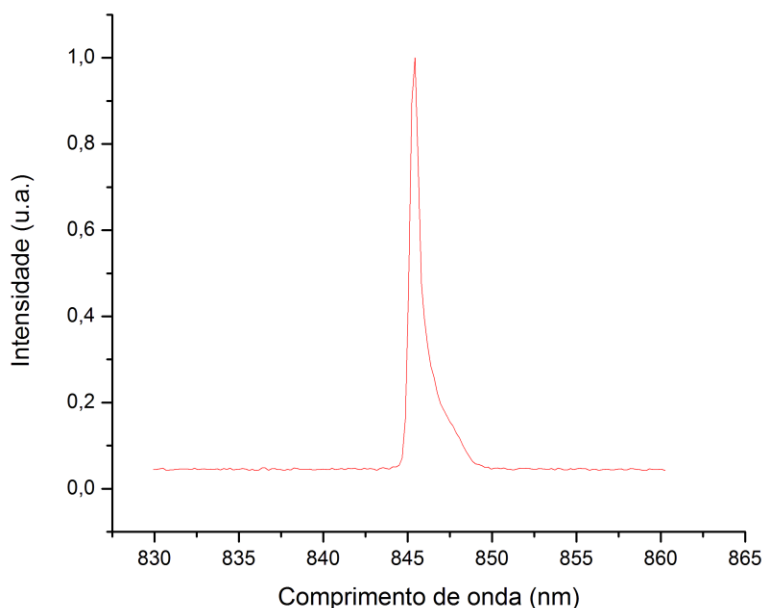


Figura 3.6 – Espectro de emissão do laser DL-0850-0300 em cavidade estendida.

Já a sintonização em frequência da cavidade, usando o PZT acoplado ao suporte da grade (sintonia fina), mostrou uma sintonia contínua (sem saltos de modo) de 4 GHz, o qual é suficiente para vários experimentos de física atômica.

A caracterização do laser em termos de largura de linha utiliza um interferômetro Fabry-Perot de “Free Spectral Range” de 1.5 GHz, com uma finesse de 120, obtendo uma largura de 16 MHz. Nós achamos que esta medida está limitada pela finesse do interferômetro e que a largura de linha real da cavidade seja menor que esse valor.

Finalmente, o desvio padrão das flutuações observadas na frequência da cavidade laser foi de 30 MHz. Estas flutuações ocorrem porque não é feita uma estabilização ativa da frequência do laser e eventualmente ela se desloca ao redor de uma frequência central. Os dados foram medidos usando um “Wavemeter WA-1000” (com resolução mínima de 10 MHz), com intervalo entre duas medidas consecutivas de 2 segundos. O tempo total da medição foi de aproximadamente de 6 minutos. Além disso, é importante mencionar que nossa cavidade tem uma alta estabilidade mecânica, permitindo operá-lo por tempos de quase 4 horas, em modo único.

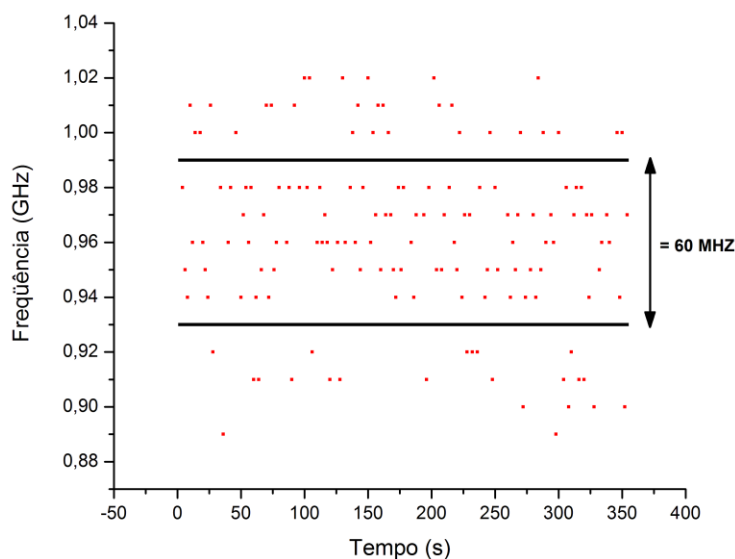


Figura 3.7 – Gráfico da frequência da cavidade laser no tempo aproximado de 10 minutos. A máxima variação observada foi de 110 MHz entorno de um comprimento de onda igual a 845, 584 nm.

3.5.2 – LDCE: Laser de Diodo SDL-5410

Esta segunda cavidade laser, por outro lado, já tinha sido construído anteriormente no grupo. O planejamento e construção dela foram similares ao descrito anteriormente para a cavidade com o laser de diodo DL-0850-0300, com algumas modificações adaptas para o laser de diodo SDL-5410. A continuação, eu descreverei as diferencias em relação à cavidade descrita na secção 3.5.1, ficando as outras iguais à cavidade anterior.

Na fabricação das peças usadas na montagem experimental de cavidade Littrow (vide figura 3.8), a única diferencia em relação ao material da primeira cavidade é que as peças fabricadas com latão foram feitas de alumínio.

Para o controle da temperatura, no lugar de usar um TEC situada na base da cavidade, é usado o próprio Peltier do laser de diodo inserido no encapsulamento (vide figura 3.9), o que melhora o controle de temperatura devido a que ela esta muito perto ao laser de diodo.

Para fornecer a corrente no sistema laser, foi utilizada uma fonte de corrente estabilizada Mellos-Griot 06 DLD 201. Esta fonte de corrente poder ser operada nos modos de corrente

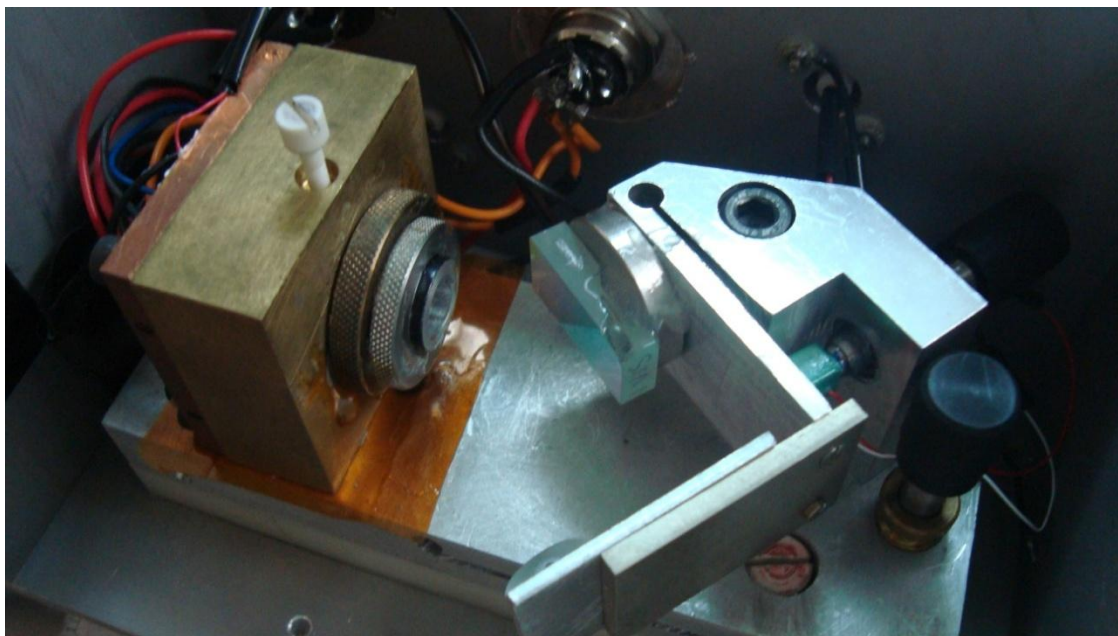


Figura 3.8 – Segunda montagem experimental de cavidade estendida em configuração Litrow usada no desenvolvimento desta tese.

ou potência estabilizadas, oferecendo um intervalo de 0 a 200 mA de corrente com uma resolução de 0,1 mA. Também permite a modulação externa da corrente de injeção do laser. Além disso, o máximo de corrente pode ser ajustado, assegurando maior proteção ao laser utilizado (o máximo de corrente para este laser é de 170 mA).

Após sair da cavidade, um telescópio feito de duas lentes cilíndricas é situado na frente do feixe com a intenção de circularizar o feixe. Logo após deste telescópio, com a intenção de obter o máximo de potência para duplicação, só é usado um isolador óptico. Um isolamento de 35 dB é obtido, juntamente com uma transmissão de 91% da potência emitida pela cavidade.

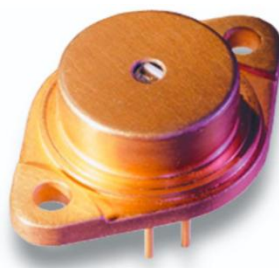


Figura 3.9 – Encapsulamento TO-3 do laser diodo SDL 5422 H1. Este laser possui um “Peltier” que permite controlar a temperatura e assim uma sintonia do comprimento de onda é obtida.

O comprimento de onda desejado é 846 nm, já que este será duplicado em frequência para gerar azul em 423 nm. Então a temperatura de trabalho do laser em cavidade estendida e a corrente de injeção foram de 21,0 °C e 140 mA, respectivamente. Para essa corrente a potência de emissão logo após da grade de difração é de 95 mW, logo após de atravessar o telescópio cilíndrico e o isolador esta diminuiu para 84 mW, sendo esse a potência útil para duplicação.

3.5.2.1 – Caracterização em Potência

A curva de potência de saída da cavidade em função da corrente em mostrada na figura 3.10. Como esta cavidade já estava montada não pudemos compara à potência dela com a do laser de diodo solitário, mas é esperada uma diminuição na potência é obtida, devido à introdução da grade de difração. Além disso, uma diminuição na corrente de limiar é obtida de 23,1 mA para 19,5 mA, em relação ao laser solitário. Uma potência máxima de 101 mW é obtido para uma corrente de 148 mA. Os dados foram medidos para uma temperatura de 21,0 °C.

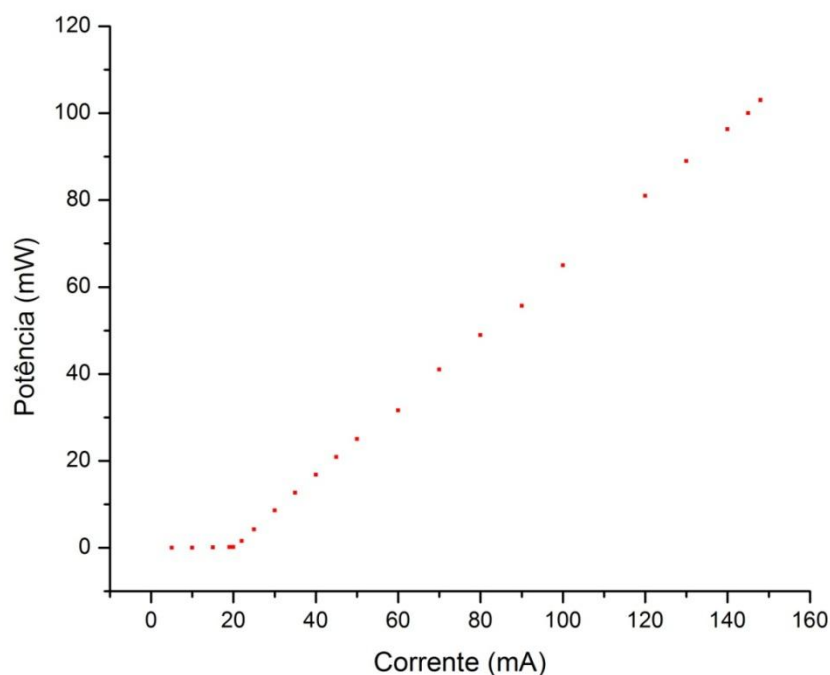


Figura 3.10 – Curva de potência vs. corrente para o LDCE.

3.5.2.2 – Características Espectrais

A sintonização do comprimento de onda girando a grade usando o parafuso (sintonia grossa) foi de 11 nm, na faixa de 838 nm até 849 nm, as medidas foram realizadas usando um medidor de comprimentos de onda “Wavemeter WA-1000” da empresa “Burleigh”. Além disso, alguns espectros foram tirados usando um espectrômetro de fluorescência “USB4000-FL” da empresa “OceanOptics Inc.” (vide figura 3.11).

Já, a sintonização em frequência da cavidade, usando o PZT acoplado ao suporte da grade (sintonia fina), mostra uma sintonia continua (sem saltos de modo) de 2 GHz, o qual também é suficiente para vários experimentos de física atômica.

Finalmente, na caracterização do laser em termos de largura de linha, utilizamos um interferômetro Fabry-Perot de “Free Spectral Range” de 2 GHz, com uma finesse de 80, obtendo uma largura de 25 MHz (vide figura 3.12). Achemo-nos que esta medida está limitada pela finesse do interferômetro e que a largura de linha real da cavidade seja menor que esse valor.

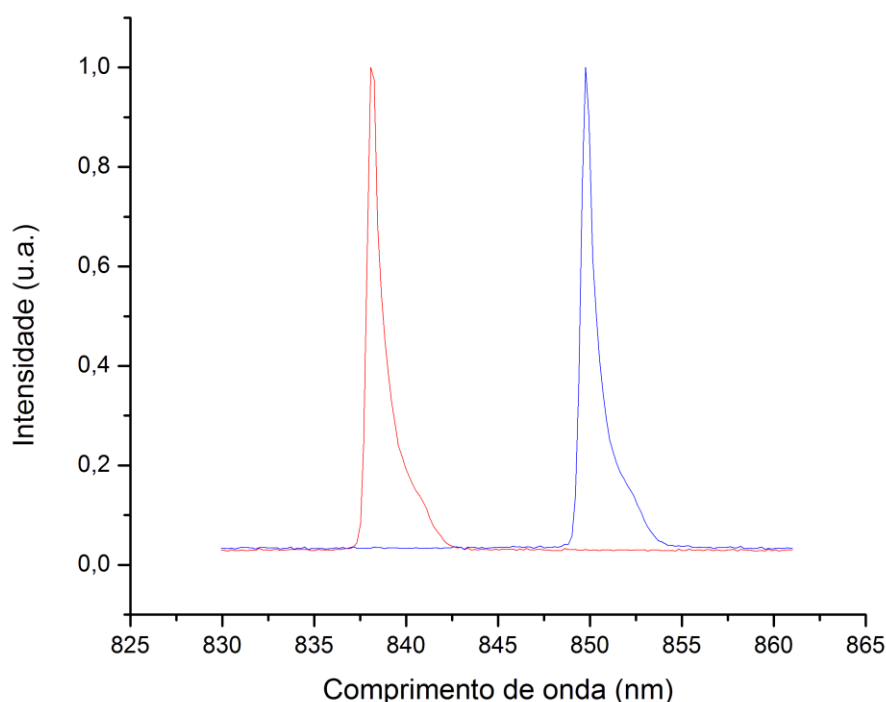


Figura 3.11 – Espectros da cavidade laser. A curva vermelha mostra o espectro para $\lambda = 838,07$ nm, e a curva azul para $\lambda = 849,76$ nm.

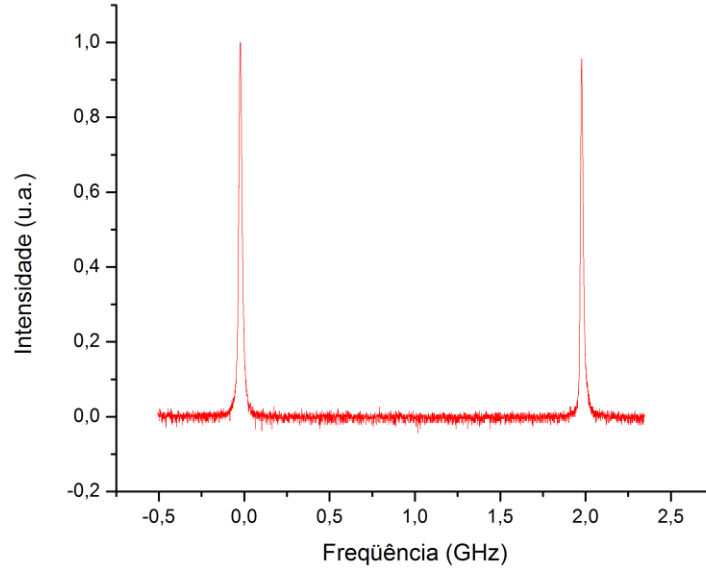


Figura 3.12 – Modos do laser analisados em um interferômetro Fabry-Perot com “Free Spectral Range” de 2 GHz.

Outro método para estimar a largura de linha do laser usando uma cavidade Fabry-Perot relaciona uma variação do sinal transmitido pela cavidade em Volts (ΔV) com uma variação da frequência em Hertz $\Delta \nu$. Sabemos que a largura de linha da cavidade Fabry-Perot é dada por

$$\delta \nu_{FWHM} = \frac{FSR}{\mathcal{F}}, \quad (3.8)$$

onde $FSR = c/2L$ é o “Free Spectral Range” da cavidade e \mathcal{F} sua finesse. À meia altura, baseado no esquema apresentado na figura 3.13, podemos estabelecer uma relação aproximada

$$\frac{V_0}{\delta \nu} = \frac{\Delta V}{\Delta \nu}, \quad (3.9)$$

onde V_0 é a altura do pico em Volts. Assim, temos então uma relação entre a variação da frequência $\delta \nu$ e a variação da tensão medida ΔV dada por

$$\Delta \nu = \left(\frac{FSR}{V_0 \mathcal{F}} \right) \Delta V. \quad (3.10)$$

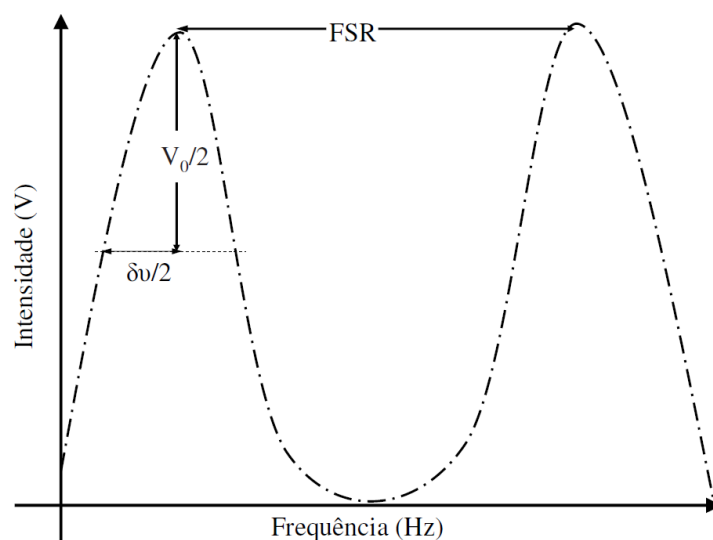


Figura 3.13 – Esquema dos picos de ressonância de uma cavidade de Fabry-Perot utilizada para se estimar a largura de linha do laser.

Sabendo como relacionar a variação da tensão com a variação da frequência, podemos estimar a largura de linha do laser medindo a variação da tensão, uma vez que sabemos que o FSR da cavidade é 2 GHz, que sua finesse é 80 e que $V_0 = 34$ mV. A figura 3.14 (a) mostra a variação da tensão medida pelo fotodetector por um intervalo de tempo de 200 ms para o laser em cavidade estendida. Com esses dados concluímos que a largura de linha do laser, para 200 ms é de 4,8 MHz, onde $\Delta V = 6,6$ mV é o dobro do desvio padrão dos dados da figura 3.14 (a). Mas, o laser apresenta uma alta sensibilidade a ruídos externos, tal como pode ser observada na figura 3.14 (b) (figura tirada quando alguém fica falando nas proximidades do laser), onde o $\Delta\nu$ aumento à aproximadamente 14,8 MHz, limitam bastante seu uso. Adicionalmente, outra dificuldade com esta cavidade é que ela apresenta tempos de estabilidade mecânica (isto é, quando ele mantém-se operando em modo único) de aproximadamente 15 minutos, embora este tempo seja curto, é suficiente para a realização de alguns experimentos.

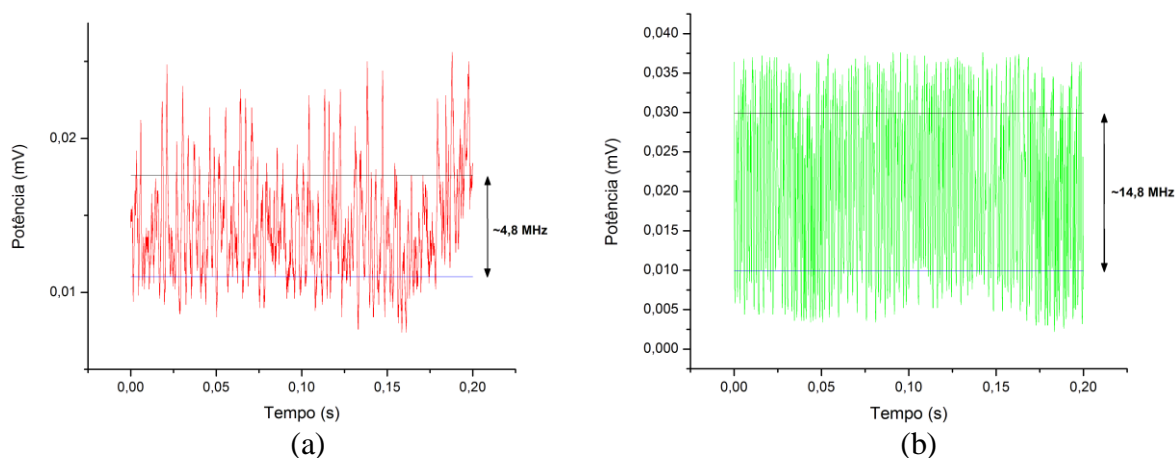


Figura 3.14 – (a) Medida da deriva da frequência do laser com o tempo. (b) Medida da deriva da frequência do laser com o tempo quando alguém está falando.

3.6 – Circularização do Feixe Laser

A radiação produzida por um laser de diodo resulta num feixe de saída com um perfil elíptico, com seu eixo maior paralelo ao plano da junção (como foi descrito na secção 1.2.1). A razão do eixo maior ao eixo menor da elipse é conhecida como o fator de ampliação, e é simplesmente a razão dos ângulos de divergência do laser de diodo. Muitas aplicações podem tolerar um perfil do feixe elíptico sem nenhuma diminuição em sua eficiência (por exemplo, os discos compactos), mas outras precisam de um feixe o mais circular possível para atingir o nível de eficiência ótimo, sendo a duplicação em frequência uma delas.

Embora seja usada uma lente asférica para a sua colimação, ela não transforma seu perfil elíptico num circular. Existem diferentes métodos usados para transformar um feixe elíptico num feixe circular, sendo os mais usados os expansores de feixe anamórficos: as quais usam lentes cilíndricas e as quais usam prismas.

Nesta tese, usaremos um expensor de lentes cilíndricas, já que ele tem uma maior transmissão que os expansores de prismas, portanto teremos uma maior potência útil após do expensor. Outra vantagem deste expensor é que ele não desloca o feixe de seu centro de linha, porque é usado na forma de um telescópio expensor de feixe de Galileu.

3.6.1 – Propagação de um Feixe Laser

A propagação de um feixe laser pode ser aproximada supondo que o feixe laser tem um perfil de intensidade Gaussiano ideal, mas infelizmente isto não é verdade. Para acomodar isto, um fator de qualidade, M^2 (chamado fato “ M dois”), é definido para descrever o desvio de um feixe Gaussiano ideal. Então, para um feixe laser real temos que $M^2 > 1$. Além deste parâmetro existem dois parâmetros fundamentais que também caracterizam ao feixe, a cintura do feixe $W_{(Z)}$ e o raio de curvatura da frente de onda $R_{(Z)}$. As equações a seguir mostram a variação destes parâmetros em função da cintura mínima do feixe gaussiano W_0 , o comprimento de onda λ e o índice de refração quando o feixe propaga uma distância Z , sendo $Z_0 = 0$ o plano onde a cintura do feixe é mínima.

$$W_{(Z)} = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{Z_R}\right)^2}, \quad (3.11)$$

$$R_{(Z)} = Z \left[1 + \left(\frac{Z_R}{Z}\right)^2 \right], \quad (3.12)$$

onde o parâmetro de Rayleigh é dado por $Z_R = \frac{\pi W_R^2}{\lambda}$.

O conhecimento destes parâmetros nós permite prever a evolução do perfil do feixe ao longo de sua trajetória, fato indispensável ao tentar casar perfeitamente o modo de uma cavidade óptica com o modo do laser. Sendo de nosso interesse particular, casar o modo da cavidade duplicadora com o modo do laser, condição obrigatória para obter uma ótima amplificação da geração do segundo harmônico (o que será abordado com maior detalhe no seguinte capítulo).

3.6.2 – Método da Faca

Uma técnica usada para determinar os parâmetros que caracterizam o feixe laser, portanto sua propagação é a técnica de Knife-Edge (ou método da faca) [48]. Este teste consiste em medir a separação espacial (D_C) entre uma potência de 10% e 90% da potência total do

laser, usando uma faca pequena para bloquear o feixe (vide figura 3.15). A relação entre D_C e a cintura do feixe (W) é dada por a seguinte equação [48]:

$$D = 2W = \frac{4D_C}{2,563} = 1,561D_C. \quad (3.13)$$

Aplicando-se este método em varias posições longitudinal ao longo do eixo de propagação do feixe é possível se caracterizar a evolução espacial do perfil transversal deste.

3.6.3 – Perfil do Feixe Laser: LD-0850-0300

Com a intenção de tornar o laser o mais circular possível foram usadas duas lentes cilíndricas, com longitudes focais de 75,6 mm e 19,7 mm, separados por uma distância de 9,9 cm e situado a uma distancia de 4 cm logo após da cavidade. As lentes são escolhidas e ajustadas de modo de casar a divergência do feixe na direção tangencial à sagital. Os resultados obtidos são mostrados na tabela 3.1, onde a distancia Z é medida a partir da face traseira da segunda lente cilíndrica (a lente mais afastada da cavidade). Observamos que à medida que se afasta do telescópio cilíndrico, o tamanho do feixe nas duas direções transversais aumenta a taxas aproximadamente iguais. O perfil do feixe é essencialmente circular ao longo de toda a extensão observada. O máximo fator de circularização do feixe atingido foi de 98% (r “roundness”). Algumas imagens foram tomadas usando uma câmera CCD para verificar o perfil espacial do feixe. A figura 3.16 (a) mostra o perfil do laser imediatamente depois de sair da cavidade laser (devido à alta intensidade do laser foram

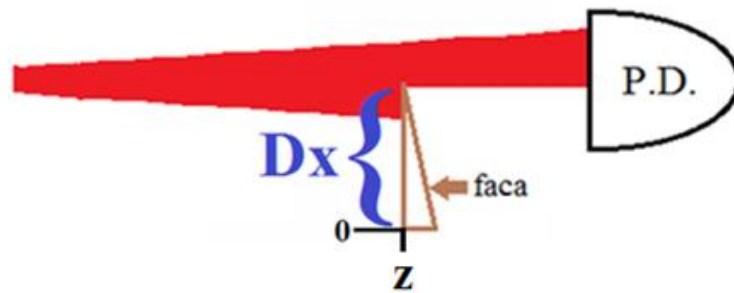


Figura 3.15 – Esquema ilustrativo do teste da faca. Na figura Dx é medido com referencia a “0” (sendo x a porcentagem da potência total) na posição Z. Portanto $D_C \equiv |D_{90\%} - D_{10\%}|$. P.D. = Fotodetector.

usados alguns filtros de densidade neutra que introduziram algumas irregularidades no perfil do feixe), exibindo perfil elíptico. A figura 3.16 (b) mostra o perfil a uma distancia de 209 cm depois da segunda lente cilíndrica mostrando um perfil quase circular.

Os parâmetros que caracterizam a propagação de nosso feixe são obtidos ajustando os dados mostrados na tabela 3.1 usando o software “Mathematica 7.0”. Os resultados são mostrados na tabela 3.2.

Tabela 3.1 - Dados da caracterização de feixe usando o método da faca para o laser LD-0850-0300.

Z (cm)	D _c (eixo X) (mm)	D _c (eixo Y) (mm)	W _x (mm)	W _y (mm)	r (“roundness”)
10	1,18	1,15	0,92	0,90	97%
123	1,45	1,37	1,13	1,07	94%
214	1,54	1,51	1,20	1,18	98%
266	1,85	1,73	1,44	1,35	94%
355	2,23	2,06	1,74	1,61	92%

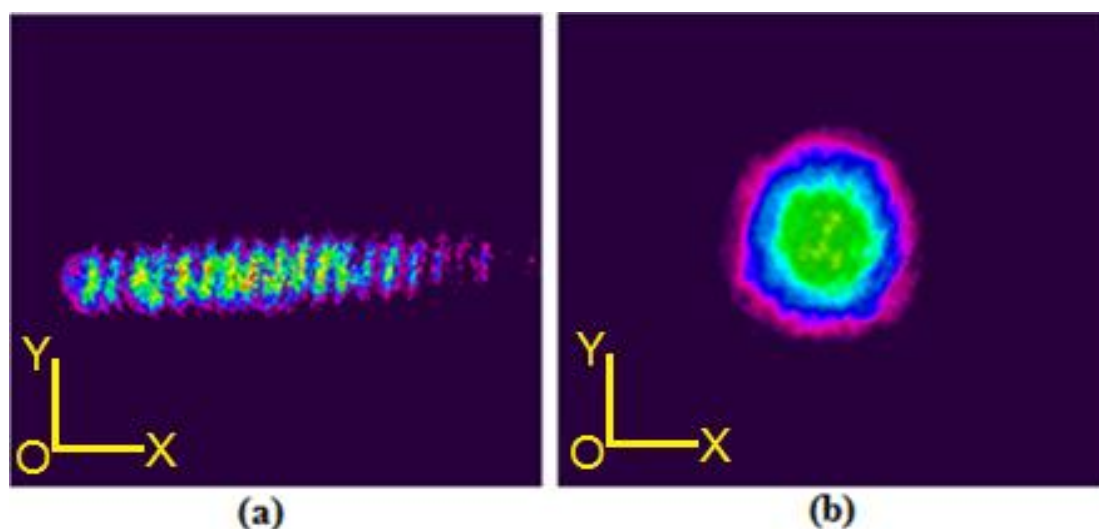


Figura 3.16 - Imagens dos perfis transversais do feixe laser. (a) Perfil do feixe de saída da cavidade laser. (b) Perfil da cavidade usando um telescópio baseado em lentes cilíndricas. A figura mostra que o perfil é quase circular.

Tabela 3.2 - Parâmetros que caracterizam o feixe laser.

Eixo	W_0 (mm)	M^2	Z_0 (cm)	Z_R (cm)
X	0,94	1,42	-3,0	326,0
Y	0,90	1,17	-20,0	302,0

A principal diferença nos parâmetros calculados é no ponto da cintura mínima do feixe (Z_0) para os dois eixos perpendiculares (X e Y) e na distância de Rayleigh, já a cintura mínima do feixe tanto na direção X quanto na direção Y são aproximadamente iguais.

3.6.4 – Perfil do Feixe Laser: SDL-5410

Para a circularização deste segundo laser foi usado as mesmas lentes cilíndricas que para o laser anterior, mas aqui a separação das lentes foi de 8,9 cm e a uma distancia de 9,6 cm logo após da cavidade laser. Os resultados obtidos são mostrados na tabela 3.3. O máximo fator de circularização do feixe foi de 95%.

Tabela 3.3 - Dados da caracterização de feixe usando o método da faca para o laser SDL-5410.

Z (cm)	D_c (eixo X) (mm)	D_c (eixo Y) (mm)	W_x (mm)	W_y (mm)	r ("roundness")
8	0,80	0,75	0,62	0,59	94%
19	0,84	0,79	0,66	0,62	94%
46,5	0,98	0,93	0,79	0,73	95%
85,8	1,17	1,10	0,93	0,86	94%
118,5	1,39	1,35	1,09	1,05	97%
181	1,79	1,73	1,40	1,35	97%

Os parâmetros que caracterizam a propagação de nosso feixe são obtidos ajustando os dados mostrados na tabela 3.4 usando o software “Mathematica 7.0”. Os resultados são mostrados na tabela 3.2.

Ao contrario ao primeiro laser, os parâmetros que caracterizam este laser são aproximadamente iguais dentro do erro sistemático, tendo uma pequena diferença no M^2 , mas pouco relevante.

Tabela 3.4 - Parâmetros que caracterizam o feixe laser.

Eixo	W_0 (mm)	M^2	Z_0 (cm)	Z_R (cm)
X	0,54	1,14	-46,0	110,0
Y	0,52	1,08	-41,0	100,0

Capítulo 4

4 – Duplicação em Frequência

Este capítulo tem como objetivo descrever a duplicação em frequências dos lasers apresentados anteriormente, mediante o uso do processo não-linear conhecido como geração de segundo harmônico.

Começaremos primeiro discutindo a teoria da geração de segundo harmônico, para logo descrever e justificar a introdução de uma cavidade óptica externa, no processo de duplicação, tanto como sua estabilização. Os resultados obtidos, para as cavidades lasers apresentados no capítulo anterior, encerraram este capítulo.

4.1 – Óptica Não-Linear

O início da área da óptica não-linear é freqüentemente considerado como sendo a descoberta de geração de segundo harmônico por Franken et al. (1961) [49]. O estudo da óptica não-linear é, em geral, dos fenômenos que ocorrem como consequência da modificação das propriedades ópticas de um sistema material pela presença da luz. Tipicamente, a luz laser é apenas a única com intensidade suficiente para modificar as propriedades ópticas de um sistema material. Processos ópticos não-lineares são "não-lineares" no sentido em que eles ocorrem quando a resposta de um sistema material a um campo óptico aplicado depende de uma maneira não-linear da magnitude do campo óptico. Dentro dos vários processos não-lineares temos as gerações de soma e diferença de frequências, geração de segundo e terceiro harmônicos, dependência do índice de refração com a intensidade do campo óptico aplicado, absorção saturada, absorção de dois fótons, dispersão Raman estimulada, entre outros.

4.2 – Geração de Segundo Harmônico (GSH)

A geração de segundo harmônico é um caso especial de não-linearidade de segunda ordem e está ilustrado na figura 4.1. Neste processo fótons interagindo com um material não-linear são efetivamente “misturados” para formar um novo fóton com o dobro de energia e, portanto, com duas vezes a freqüência dos fótons iniciais.

Sob as condições experimentais apropriadas, a eficiência da GSH pode ser tão alta que quase toda a potência incidente na freqüência fundamental ω é convertida em radiação na freqüência de segundo harmônico 2ω .

4.2.1 – Teoria de GSH

Uma importante grandeza, que carrega todas as informações sobre a não-linearidade dos materiais, é sua polarização. Em geral, a polarização induzida por unidade de volume \mathbf{P} pode ser expandida em uma serie de potência do campo incidente \mathbf{E} , como:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0(\chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots), \quad (4.1)$$

onde ε_0 é a permissividade do espaço livre e $\chi^{(n)}$ é o tensor de susceptibilidade elétrica de ordem n e de rango $n+1$. Geralmente $\chi^{(3)} \ll \chi^{(2)} \ll \chi^{(1)}$, fazendo com que a série converja.

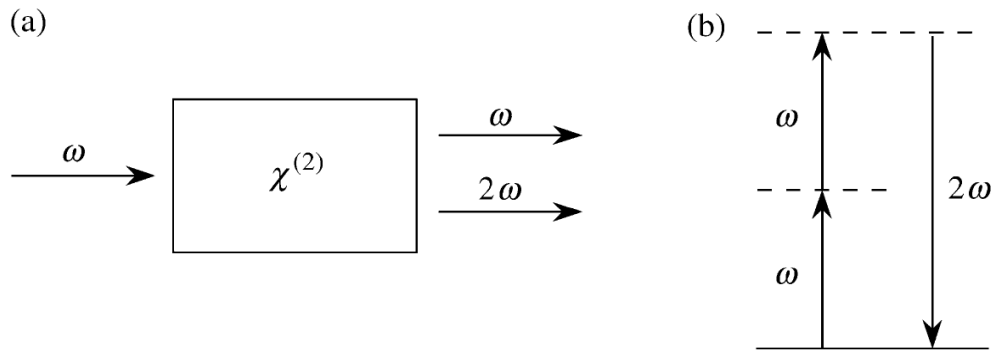


Figura 4.1 – (a) Geometria da geração de segundo harmônico. (b) Digrama de níveis de energia descrevendo a geração de segundo harmônico. Reproduzido da Ref. [49].

Vamos assumir que podemos representar o vetor de campo elétrico da onda óptica como uma soma discreta de suas componentes de frequências pela seguinte expressão

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_n \mathbf{E}(\omega_n) e^{-i\omega_n t}, \quad (4.2)$$

onde a soma é feita sobre todas as frequências positivas e negativas. Além disso, introduzimos a notação seguinte:

$$\mathbf{E}_n = \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_n) = \mathbf{E}(\omega_n) = \mathbf{E}(-\omega_n)^*, \quad (4.3)$$

onde as frequências negativas são definidas como o negativo das frequências real do campo.

Analogamente, nós podemos expressar a polarização não-linear como

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \sum_n \mathbf{P}(\omega_n) e^{-i\omega_n t}, \quad (4.4)$$

onde, como no caso anterior, a soma é feita sobre todas as componentes de frequências do campo, tanto negativas quanto positivas.

Agora definamos as componentes do tensor susceptibilidade de segunda ordem $\chi_{ijk}^{(2)}$ como as constantes que relacionam a amplitude da polarização não-linear ao produto das amplitude dos campos aplicados por

$$P_i(\omega_n + \omega_m) = \varepsilon_0 D \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_n + \omega_m, \omega_n, \omega_m) E_j(\omega_n) E_k(\omega_m). \quad (4.5)$$

Aqui os índices $\{i, j, k\}$ referem-se às componentes cartesianas dos campos elétricos; D é conhecido como o fator de degenerescência e é igual ao numero de permutações distintas das frequências dos campos aplicados ω_n e ω_m . Visto que a amplitude $E(\omega_n)$ está relacionada com a dependência temporal $\exp[-i\omega_n t]$ e a amplitude $E(\omega_m)$ está relacionada com a dependência temporal $\exp[-i\omega_m t]$, seu produto estará relacionado com a dependência temporal $\exp[-i(\omega_n + \omega_m)t]$. Por isso o produto $E(\omega_n) E(\omega_m)$ de fato

conduz a uma contribuição à polarização não-linear oscilando em uma freqüência $\omega_n + \omega_m$, como a notação da equação (4.5) sugere.

Por convenção, em óptica não-linear é introduzido o seguinte artifício:

$$d_{ijk}^{(2)} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}, \quad (4.6)$$

e por simplicidade suprimimos os argumentos das freqüências. Portanto, a polarização não linear é escrita como

$$P_i(\omega_n + \omega_m) = \varepsilon_0 D \sum_{jk} 2d_{ijk}(\omega_n + \omega_m, \omega_n, \omega_m) E_j(\omega_n) E_k(\omega_m). \quad (4.7)$$

Assumiremos que d_{ijk} é simétrico nos seus dois últimos índices. Esta suposição é válida sempre que a condição de simetria de Kleinman [49] é válida e é válida em geral para a geração de segundo harmônico, já que ω_n e ω_m são iguais. Então simplificando a notação introduzindo a matriz contraída, conhecida como notação de Voigt, d_{il} [50] e seguindo a seguinte regra

$$\begin{array}{ll} jk: & 11 \ 22 \ 33 \ 23,32 \ 31,13 \ 12,21 \\ l: & 1 \ 2 \ 3 \ 4 \ 5 \ 6 \end{array} \quad (4.8)$$

O tensor de susceptibilidade não-linear pode então ser representado como uma matriz 3x6

$$d_{il} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix}. \quad (4.9)$$

Então, a polarização não-linear que conduz à geração da soma de freqüências (com $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$) é dada pela equação seguinte, onde D é igual a 2, devido às duas únicas permutações possíveis de ω_1 e ω_2 ($\{\omega_1, \omega_2\}$; $\{\omega_2, \omega_1\}$)

$$\begin{bmatrix} P_x(\omega_3) \\ P_y(\omega_3) \\ P_z(\omega_3) \end{bmatrix} = 4\varepsilon_0 \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

$$\times \begin{bmatrix} E_x(\omega_1)E_x(\omega_2) \\ E_y(\omega_1)E_y(\omega_2) \\ E_z(\omega_1)E_z(\omega_2) \\ E_y(\omega_1)E_z(\omega_2) + E_z(\omega_1)E_y(\omega_2) \\ E_x(\omega_1)E_z(\omega_2) + E_z(\omega_1)E_x(\omega_2) \\ E_x(\omega_1)E_y(\omega_2) + E_y(\omega_1)E_x(\omega_2) \end{bmatrix}.$$

Agora considerando o caso da geração de segundo harmônico onde uma onda eletromagnética de freqüência ω que se propaga na direção z , incide em um cristal não-linear caracterizado por uma susceptibilidade de segunda ordem $\chi^{(2)}$ (vide figura 4.2), a polarização não-linear é dada por

$$P(2\omega) = 2\varepsilon_0 d_{eff} E(\omega)^2, \quad (4.11)$$

onde $P(2\omega)$ e $E(\omega) = E_z(\omega)$ são as magnitudes do campo elétrico e da polarização respectivamente, e $d_{eff} = \sqrt{d_{13}^2 + d_{23}^2 + d_{33}^2}$ (para o caso considerado aqui) é conhecido como o coeficiente não linear efetivo [51].

Fazendo uso das equações de Maxwell e assumindo basicamente que nossa onda fundamental é uma onda plana, pode-se obter a expressão do campo elétrico do segundo harmônico (mais detalhe pode-se encontrar em [49, 52]). A potência do segundo harmônico em função da potência do campo incidente (supondo que ela é menor que da potência fundamental), da diferença dos números de onda do campo fundamental e do segundo harmônico $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega$, é dada por

$$P_{2\omega} \propto P_\omega^2 \frac{\sin^2(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)^2}. \quad (4.12)$$

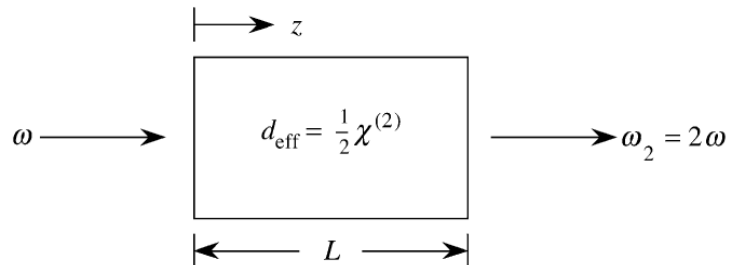


Figura 4.2 – Geração de segundo harmônico.

O valor máximo na equação (4.12) é conseguido quando $\Delta k = 0$. Esta condição é conhecida como casamento de fase e será descrito com mais detalhe na seguinte secção.

Uma expressão mais geral para a potência do segundo harmônico gerado por feixes lasers gaussiano foi desenvolvida por Boyd e Kleinman [53] e é dada por

$$P_{2\omega} = \eta P_{\omega}^2 = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 k_{\omega}}{\pi \epsilon_0 n_1^2 n_2 c^3} L_c h(\sigma, B, \xi), \quad (4.16)$$

onde P_{ω} é a potência incidente na freqüência fundamental, η é a eficiência de conversão, c é a velocidade da luz no vácuo e ϵ_0 é a constante dielétrica. A eficiência de conversão η depende do comprimento do cristal L_c , da freqüência fundamental ω , dos índices de refração nas freqüências fundamental e de segundo harmônico n_1 e n_2 , respectivamente, e do coeficiente não-linear efetivo do cristal d_{eff} . Além disso, η também depende de alguns parâmetros ajustáveis experimentalmente contidos na função $h(\sigma, B, \xi)$; a diferença de fase $\sigma = k_{\omega} \omega_0^2 \Delta K / 2$ (onde k_{ω} é o número de onda na freqüência fundamental); o parâmetro de focalização $\xi = L_c / (k_{\omega} W_0^2)$ (onde W_0 é a cintura no feixe no meio do cristal); e o parâmetro de “Walk-off” $B = 0,5\rho(L_c k_{\omega})^{1/2}$ (onde ρ é o ângulo entre o vetor de propagação \mathbf{k} e o vetor de Pointyng \mathbf{S} conhecido como ângulo de dupla refração ou ângulo de walk-off).

4.2.2 – Casamento de fase

Como observamos da equação (4.12), uma geração eficiente de segundo harmônico é obtido só se a condição de casamento de fase $\Delta k = 0$ for obedecida, decrescendo dramaticamente quando não é satisfeita. A condição de casamento de fase pode ser escrita também como

$$k_{2\omega} = 2k_{\omega}, \quad (4.13)$$

ou equivalentemente

$$n_{2\omega} = n_{\omega}. \quad (4.14)$$

Em materiais dielétricos comuns, o casamento de fase é difícil de conseguir-se devido ao fato que o índice de refração aumenta com a frequência, fenômeno conhecido como dispersão normal. Portanto, como mostra a equação (4.14), é impossível conseguir-se uma geração de segundo harmônico eficiente.

O procedimento mais comum para conseguir o casamento de fase é fazer uso da birefringência natural apresentada nos materiais dielétricos uniaxiais e biaxiais (birefringência é a dependência do índice de refração com a direção de polarização da radiação óptica). Então, com a intenção de lograr o casamento de fase através do uso de materiais birefringentes, a onda de frequência 2ω é polarizada na direção que dá o menor dos dois índices de refração possível.

Tipicamente dois métodos para conseguir-se o casamento de fase são usados, casamento de fase mediante: sintonização de temperatura e sintonização de ângulo.

O casamento de fase usando sintonização de temperatura é feito variando-se a temperatura do cristal alterando-se assim o índice de refração. Além disso, é possível deixar o feixe fundamental colinear com um dos eixos ópticos do cristal. Este caso é conhecido como

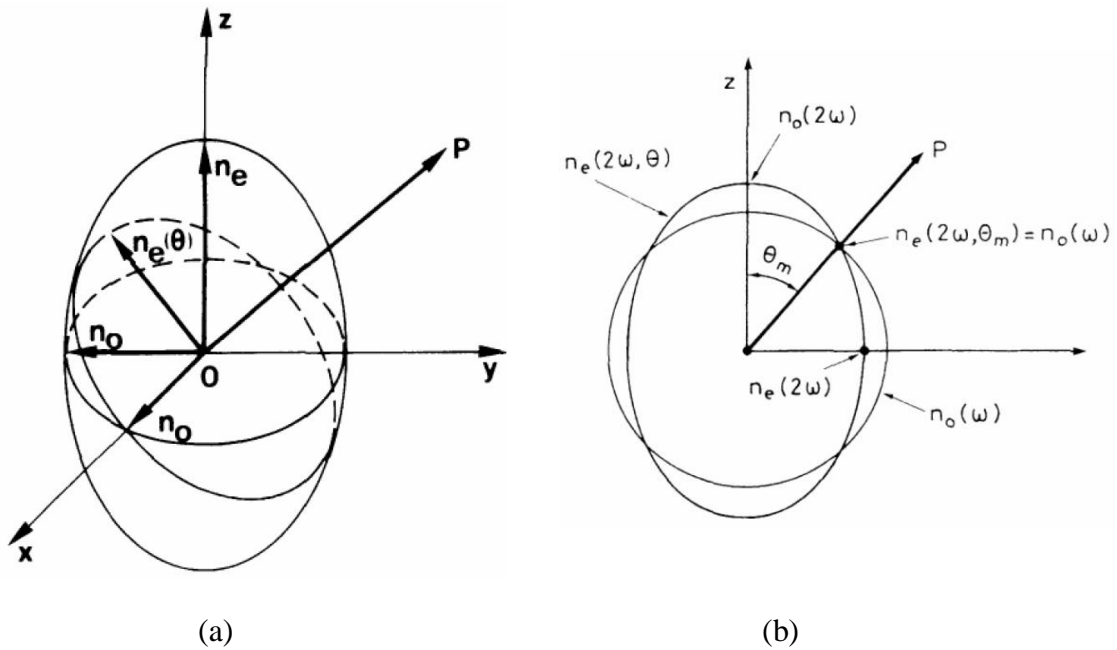


Figura 4.3 – (a) Elipsóide dos índices de refração num cristal uniaxial. (b) Condição de casamento de fase crítico usando a elipsóide dos índices de refração.

casamento de fase não-crítico. A principal dificuldade com este tipo de casamento de fase é que os cristais precisam ser resfriados a temperaturas menores a -10^0C (por exemplo, no niobato de potássio, o casamento de fase é conseguido para uma temperatura de -12.8^0C). Estas baixas temperaturas podem levar à condensação de água nas faces do cristal precisando assim de um melhor controle do ambiente ao redor do cristal. Além disso, precisa de um extremo controle da temperatura porque variações de alguns graus podem trincar o cristal. Todo isto aumenta a complexidade do sistema laser.

Já no caso de casamento mediante sintonização de ângulo, chamado de casamento de fase crítico, é feito o controle da orientação angular do cristal com respeito à direção de propagação da luz incidente. Não é preciso de controle algum de temperatura, o que facilita sua operação à temperatura ambiente.

Este casamento de fase faz uso do fato de que o comportamento dos índices de refração em um cristal birrefringente uniaxial é descrito pelo elipsóide de índices mostrado na figura 4.3 (a). O eixo maior do elipsóide coincide com o eixo óptico do cristal z . A figura mostra uma onda que incide no cristal e que se propaga na direção P . O plano normal ao vetor de onda na figura 4.3 (a) corta o elipsóide formando uma elipse, onde os eixos desta vão representar os valores dos índices de refração para cada plano de polarização. Se a polarização da onda incidente é perpendicular ao eixo óptico, o índice de refração é constante independente da direção de propagação da onda. Neste caso, vamos ter uma onda ordinária com índice n_o . Para outras direções de polarização conhecidas como ondas extraordinárias, o índice de refração é dado por

$$\frac{1}{n_e(\theta)^2} = \frac{\sin^2 \theta}{\bar{n}_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2}, \quad (4.15)$$

onde \bar{n}_e é o valor principal do índice de refração extraordinário e θ é o ângulo entre a direção de propagação da onda incidente e o eixo óptico do cristal.

Para cada freqüência ω ou 2ω da luz existe um elipsóide de índices como o mostrado na figura 4.3 (a) e portanto para cada freqüência existe um plano perpendicular ao vetor de propagação em forma de elipse. Na figura 4.3 (b) vemos duas elipses correspondentes para cada freqüência ω e 2ω , as quais se interceptam em um ponto para um ângulo de

propagação crítico no cristal θ_m . Nesta direção temos que $n_{2\omega} = n_\omega$ satisfazendo a condição para o casamento de fase.

Existem também dois tipos de casamento de fase que dependem da polarização da onda fundamental incidente. O tipo I (ooe) gera uma onda extraordinária de freqüência 2ω a partir de duas ondas ordinárias de freqüência ω . O tipo II (oeo) gera uma onda extraordinária de freqüência 2ω a partir de uma onda extraordinária de freqüência ω e uma onda ordinária de freqüência ω .

4.2.3 – Cristal Não-Linear: BIBO

O cristal não linear usado para a geração de segundo harmônico nesta tese foi o cristal BIBO (Triborato de Bismuto, BiB_3O_6). O cristal BIBO é um cristal biaxial e pertence ao sistema de cristais monoclinicos. Este cristal tem a vantagem de ter baixas perdas por dispersão e absorção, e uma alta eficiência de transmissão na região do azul. Nesta tese, o tamanho do cristal BIBO utilizado é 4x4x10 mm com “coating” antirefletor para os comprimentos de onda de 846 nm e 423 nm. Além disso, seu coeficiente não linear efetivo é igual a $d_{eff} = 3,61 \text{ pm/V}$, 4 e 2 vezes maior que o dos cristais LBO e BBO, respectivamente.

No caso específico do BIBO, o casamento de fase é do tipo I crítico e é conseguido com $\theta = 155^\circ$ e $\varphi = 90^\circ$, $\rho = 53 \text{ mrad}$, para um comprimento de onda de 846 nm no fundamental e de 423 nm no segundo harmônico. Para esses valores, obtêm-se assim o valor de $B = 9,8$ [4]. Por outro lado, o valor ótimo do parâmetro de focalização que maximiza a eficiência é $\xi = 1,4$ (correspondente a um valor ótimo de cintura do feixe de $W_0 = 23 \mu\text{m}$). Portanto o valor máximo da eficiência de segundo harmônico para o BIBO é

$$\eta = 3,2 \times 10^{-4} W^{-1}. \quad (4.17)$$

Percebe-se que o valor da eficiência é um numero muito pequeno. Logo, a potência do segundo harmônico gerado por lasers contínuos (cw) em configuração de passagem única pelo cristal é também pequena. Isto leva à utilização de cavidades ópticas externas que

possam amplificar a potência incidente no cristal, portanto também a potência gerada no segundo harmônico.

4.3 – Cavidade Duplicadora da Freqüência

Uma cavidade óptica ou ressonador óptico é um arranjo de espelhos (podendo também conter outros componentes ópticos), os quais permitem a um feixe de luz circular em uma trajetória fechada. Quando, por exemplo, um espelho é parcialmente transparente, a potência intracavidade pode ser muito maior que a potência da luz incidente, se as condições de ressonância e de casamento de modo são atingidas.

O fator de aumento G (conhecido também como ganho óptico) de uma cavidade óptica é definido como a razão da potência intracavidade P_c e da potência incidente P_i , e dado por [54]:

$$G = \frac{P_c}{P_i} = \frac{T}{1 - 2\sqrt{(1-T)(1-L)} + (1-T)(1-L)}, \quad (4.18)$$

onde T é a transmitância do espelho de entrada ou acoplamento na freqüência da luz incidente; L representa todas as perdas na cavidade, incluindo absorção e espalhamento nos espelhos e nas outras componentes inseridas dentro da cavidade (por exemplo, no caso da duplicação de freqüência, é inserido dentro da cavidade um cristal não-linear que gera perdas por absorção e espalhamento, além da geração de segundo harmônico), mas excluindo a transmitância do espelho de entrada. Da equação (4.18) pode-se mostrar que, para um valor fixo das perdas L , a transmissividade ótima do espelho de acoplamento que maximiza G é $T = L$; condição conhecida como casamento de impedância. Para perdas de 1% e um espelho de acoplamento com 1% de transmissão, o ganho seria de $G = 100$.

Com o propósito de aumentar a potência de luz incidente no cristal, construímos uma cavidade tipo anel como é mostrado na figura 4.4. A cavidade consiste de dois espelhos planos e dois curvos (com 10 cm de raio de curvatura). Um dos espelhos planos (M1) é o espelho de entrada e possui uma transmitância de 1,5% para $\lambda=846$ nm. Os outros espelhos

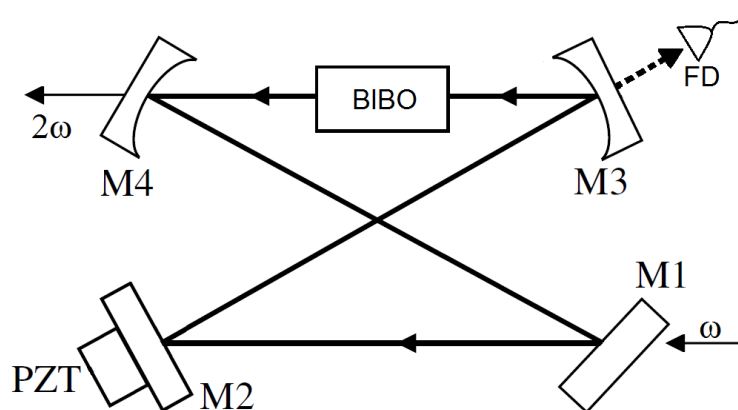


Figura 4.4 – Ilustração esquemática de um aparato experimental para duplicação em frequência em uma cavidade óptica externa em anel. M1, M2, M3 e M4 são espelhos, PZT é um transdutor piezoelétrico e FD é um fotodetector para monitorar os modos longitudinais da cavidade.

são altamente refletores para $\lambda=846\text{nm}$. O segundo espelho plano (M2) é montado sobre um elemento piezo-elétrico (PZT) que permite variar de forma contínua o comprimento da cavidade mantendo-a ressonante com o laser. Os espelhos curvos (M3 e M4) de saída possuem uma transmitância de 94% para $\lambda=423\text{nm}$ e são altamente refletores para $\lambda=846\text{nm}$, sendo que um deles (M3) é utilizado como espelho de saída para o segundo harmônico gerado.

A condição de máxima eficiência de conversão para o 2º harmônico exige que a cintura do feixe no centro do cristal seja $W_0 = 23 \text{ }\mu\text{m}$ (vide a seção anterior). Portanto, o tamanho ótimo da cavidade é de 60,9 cm, com uma separação de 10,8 cm entre os espelhos curvos. Estes comprimentos de onda foram calculados seguindo o formalismo da matriz ABCD e usando um programa numérico, mais detalhe sobre o cálculo é apresentado no apêndice A. O “free spectral range” da cavidade duplicadora (ou seja, a separação de dois modos longitudinais consecutivos da cavidade) é aproximadamente igual a 492 MHz.

O cristal de BIBO é posicionado no centro dos dois espelhos curvos, sobre uma base de cobre que permite dissipar o calor gerado por absorção de radiação pelo cristal. A base do cristal é colocada sobre um suporte que permite girar o cristal com o objetivo de realizar o casamento de fase via rotação do cristal. Uma caixa de acrílico encerra a cavidade duplicadora, ajudando a manter uma atmosfera seca além de melhorar a estabilidade mecânica da cavidade.



Figura 4.5 – Montagem experimental da cavidade duplicadora em anel usado na tese para aumentar a geração de azul. A seta azul indica o azul gerado.

4.3.1 – Duplicação: LDCE LD-0850-0300

Para uma amplificação eficiente da radiação incidente à cavidade é preciso acoplar espacialmente o modo da radiação incidente ao modo TEM_{00} da cavidade, condição essa conhecida como “**casamento de modo**”. Esta condição é conseguida usando-se um par de lentes esféricas de 15 e 10 cm, em configuração de telescópio, que ficam antes da entrada da cavidade duplicadora. Um maior detalhe dos cálculos realizados para conseguir-se a condição de melhor casamento é apresentado no apêndice A.

O máximo de ganho obtido, ao utilizar o LDCE LD-0850-0300, é aproximadamente $G = 50$ quando há geração de segundo harmônico. Como a transmissão do espelho de acoplamento é de 1,5%, as perdas totais dentro da cavidade ficam em torno dos 1,96%, das quais 0,92% é devido a espalhamento nos espelhos e os outros 1,04% é devido a absorção, espalhamento e geração do segundo harmônico no cristal.

Uma pequena fração da luz é transmitida pelo espelho curvo M3. Essa fração da potência (enquanto está varrendo a cavidade com o PZT) é enviada para um fotodetector para a monitoração da potência circulante na cavidade, a qual é mostrada na figura 4.6. Através desta figura observamos que o casamento de modo do laser com a cavidade foi de quase

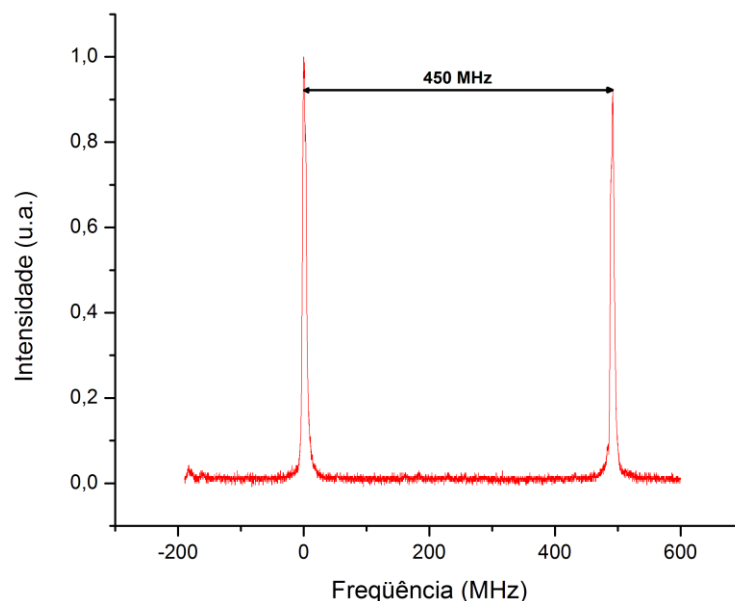


Figura 4.6 - Modos transmitidos pela cavidade duplicadora (o “free spectral range” da cavidade é aproximadamente 492 MHz) quando o PZT fica “varrendo” a cavidade duplicadora continuamente. O gráfico apresenta um acoplamento para o modo TEM_{00} de quase 100%, ou seja, quase 100% da potência circulante está no modo TEM_{00} .

100%. Isto principalmente devido a que o laser tem um modo quase circular permitindo assim acoplar a maior parte da potencia incidente à cavidade.

4.3.2 – Duplicação: LDCE SDL-5410

O máximo de ganho obtido, ao utilizar o SDL-5410, é aproximadamente $G = 46$ quando há geração de segundo harmônico. Como a transmissão do espelho de acoplamento é de 1,5%, as perdas totais dentro da cavidade ficam em torno dos 2,11%, das quais 0,92% é devido a espalhamento nos espelhos e os outros 1,19% é devido à absorção, espalhamento e geração do segundo harmônico no cristal.

A igual que a cavidade anterior, a potência transmitida pelo espelho curvo é mostrado na figura 4.7. O máximo casamento de modo para este laser é de 90%, percebendo-se a existência de outros modos transversais presentes na cavidade, as quais limitam a eficiência de conversão de segundo harmônico.

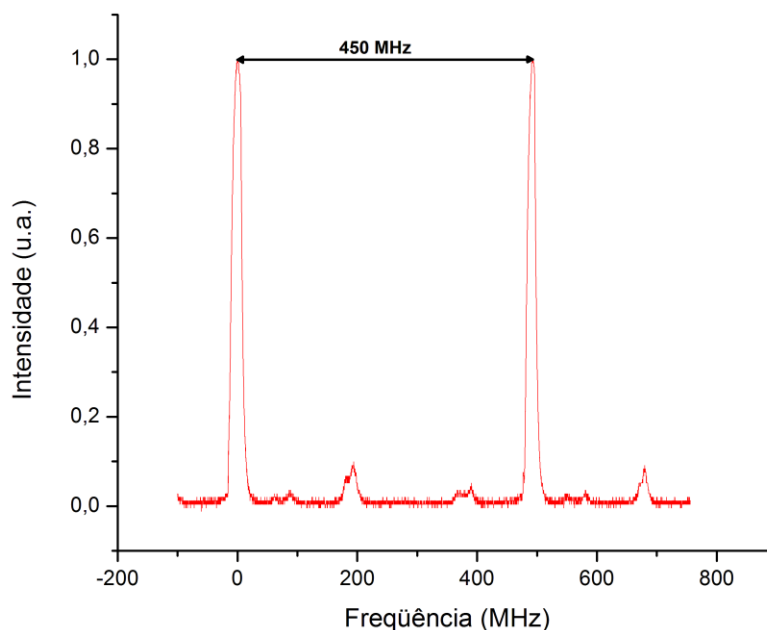


Figura 4.7 - Modos transmitidos pela cavidade duplicadora (o “free spectral range” da cavidade é aproximadamente 492 MHz) quando o PZT fica “varrendo” a cavidade duplicadora continuamente. O gráfico apresenta um acoplamento para o modo TEM_{00} de 90%, ou seja, que o 90% da potência circulante está no modo TEM_{00} .

As ressonâncias observadas nas figuras 4.6 e 4.7 são produzidas pela variação constante do comprimento da cavidade. Esta variação é produzida pelo PZT acoplado em um dos espelhos planos da cavidade. Para geração de luz azul ($\lambda=423\text{nm}$) eficientemente é necessário que a ressonância de maior ganho na cavidade seja estabilizada (travada) à frequência do laser, ou seja, o PZT deve atuar de modo que a cavidade duplicadora sempre esteja na ressonância desejada. A técnica de estabilização usada foi a de Hänsch-Coulliaud [54] e será descrita com mais detalhe na secção seguinte.

É importante mencionar que a cavidade duplicadora desenvolvida sofreu diversas alterações até atingir a forma atual. Diversas foram às implementações, tais como testar vários espelhos (o espelho de entrada e o espelho com PZT) e lentes, com o objetivo de minimizar as perdas e conseguir um ótimo casamento de modo, a fim de obter um ganho da cavidade, o maior possível, porém uma ótima geração de luz azul.

4.4 – Estabilização da Cavity Duplicadora

Para que a geração do segundo harmônico seja eficiente é necessário que a cavidade esteja em ressonância com o laser. Vibrações mecânicas, variações de temperatura e oscilações na freqüência do laser fazem com que rapidamente o laser e a cavidade saiam de ressonância. Para mantê-los ressonantes uma estabilização eletrônica ativa se faz necessária. Para tanto utilizamos um sistema de servo-controle que analisa um sinal de erro e atua no PZT da cavidade duplicadora variando seu tamanho, assim corrigindo a dessintonia. Esse sinal de erro é gerado pela técnica de espectroscopia de polarização de Hänsch-Coulliaud [55].

Para implementar a técnica de Hänsch-Coulliaud é necessário que a cavidade tenha um elemento polarizador. Como o cristal de BiBO é birrefringente, esse será o elemento que discrimina o polarização. O sinal de erro é gerado a partir da observação da mudança de polarização do feixe refletido pela cavidade. Um desvio de fase do feixe laser incidente relativo ao campo dentro da cavidade óptica altera a polarização da luz refletida. A eliptici-

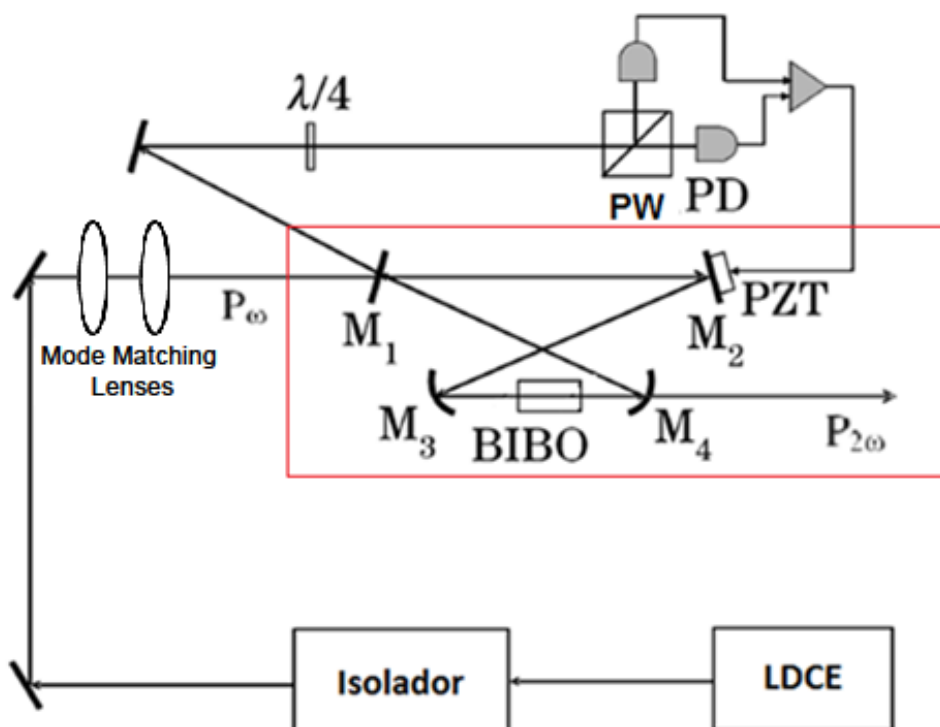


Figura 4.8 – Esquema completo do sistema experimental de duplicação de frequência. O sistema de geração de segundo harmônico e a óptica usada para estabilização da cavidade duplicadora pelo método de *Hänsch-Coulliaud*, onde PW = Prisma de Wollaston; $\lambda/4$ = lâmina quarto de onda; PD = Fotodiodos; PZT = transdutor piezoelétrico.

dade da polarização é detectada com um analisador de polarização (vide figura 4.8) que consiste em uma lâmina de quarto de onda e um prisma de Wollaston (divisor de feixes polarizados).

A forma matemática do sinal de erro é dada pela seguinte equação

$$I_a - I_b = I_{(i)} 2\cos(\theta)\sin(\theta) \frac{T_1 R \sin(\delta)}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \quad (4.19)$$

onde, $I_{(i)}$ é a intensidade do feixe incidente, T_1 é a transmissão do espelho de entrada e R é a perda total na cavidade, contendo a reflexão e todas as outras perdas da cavidade.

O sinal é enviado a um amplificador diferencial que gera um sinal de erro como é mostrado na figura 4.8, que cruza o zero exatamente na ressonância da cavidade (figura 4.9). Este sinal de erro é enviado ao servo controle que corrige o tamanho da cavidade duplicadora atuando no PZT do espelho plano, forçando a cavidade a ficar permanentemente em ressonância com o laser.

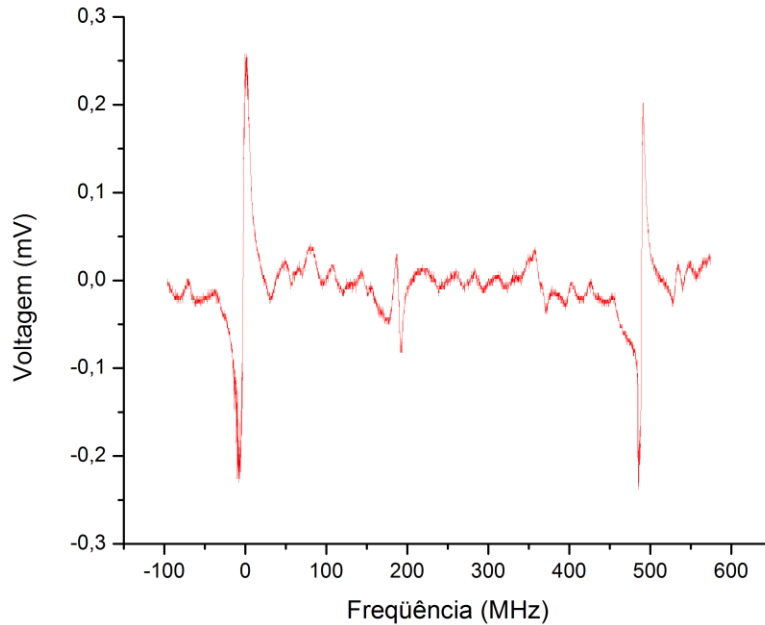


Figura 4.9 - Sinal de erro obtido para a cavidade duplicadora.

4.5 – Resultados

A potência máxima atingida de luz laser no comprimento de 423 nm usando o laser de diodo DL-0850-0300 em cavidade estendida foi de 20 mW, com uma potência incidente de 158 mW no comprimento de onda de 846 nm. Cave destacar que neste ponto foi usado um medidor de potência diferente ao usado na caracterização do sistema laser DL-0850-0300, a qual gerou uma diferença no valor da potência medida. A eficiência de conversão obtida para este sistema foi de 13%. Mas, o principal problema ao usar este laser foi que o tempo de travamento da cavidade duplicadora foi de alguns segundos, o que dificulta se uso em espectroscopia.

Já, usando o laser de diodo SDL-5410 em cavidade estendida, nenhum tipo de travamento foi conseguido. Mas fazendo uma varredura manual da cavidade com o PZT conseguimos medir uma potência máxima de 4 mW no azul, com uma potência incidente de 75 mW no infravermelho, o que corresponde a 5% de eficiência.

A grande dificuldade de manter o travamento da cavidade, tanto para o primeiro sistema laser (LD-0850-0300) quanto o segundo (SDL-5410), é devido às flutuações enormes nos modos transmitidos. A figura 4.10 mostra estas flutuações para o sistema com laser SDL-5410. Como pode ser observado, existem mudanças na intensidade e deslocamento lateral nos picos de ressonâncias. Para o sistema com laser DL-0850-0300, estas flutuações são menores, mas apreciáveis. A origem destas flutuações é devido ao fato da existência de ruídos na cavidade laser (o tamanho da cavidade laser favorece o aparecimento de ruídos acústicos e mecânicos que devem ser bem isolados) e na cavidade duplicadora. Esses ajustes finos são fundamentais para que todo o sistema possa operar continuamente e estável por longos períodos de tempo.

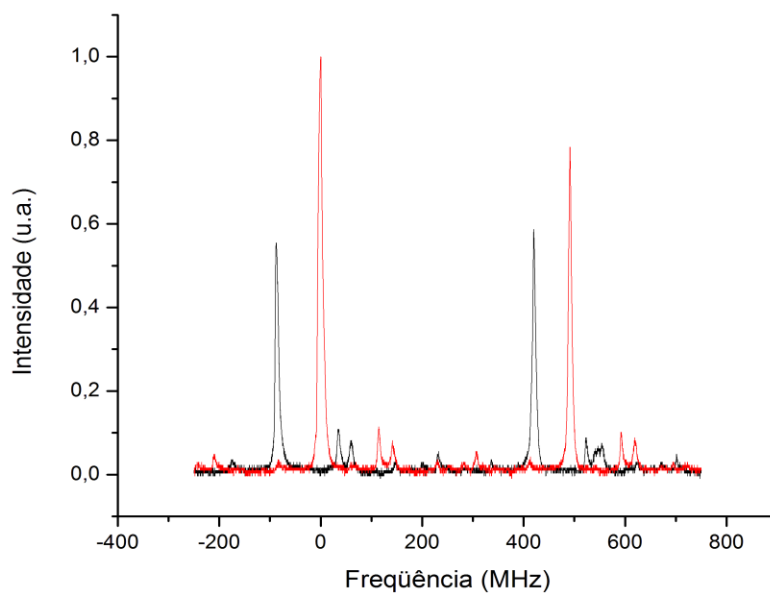


Figura 4.10 - Variação de intensidade no pico de dois modos consecutivos transmitidos pela cavidade duplicadora. O intervalo de tempo entre as duas medidas foi aproximadamente de 1 minuto.

Capítulo 5

5 – Célula de Vapor com Átomos de Cálcio

No presente capítulo apresentaremos o planejamento e construção de uma célula de vapor simples com átomos de cálcio para experimentos de espectroscopia laser. Além disso, experimentos de espectroscopia de absorção foram realizados com o objetivo de caracterizar a célula.

5.1 - Introdução

A espectroscopia laser de vapores térmicos é vital para a pesquisa na física atômica. Para se estabilizar um laser em uma transição atômica usa-se espectroscopia de saturação [56]. Quase todos os experimentos realizados usam metais alcalinos como o Rb e o Cs, os quais têm suficiente pressão de vapor à temperatura ambiente que uma simples célula de vidro pode ser usada. No caso do cálcio, a pressão de vapor a temperatura ambiente é tão baixa que este precisa ser aquecido a temperaturas acima de 400°C para que se consiga observar algum sinal espectroscópico. Além da inconveniência de se trabalhar próximo a um equipamento operando a 400°C, a estas temperaturas, átomos de cálcio tendem a se depositar nas janelas óticas, bloqueando a passagem do laser. Soluções para esses problemas geralmente envolvem aparatos complexos como fornos de “*heat pipe*” e feixes atômicos. Huang, Lu e Shy [57] demonstraram uma célula de construção mais “*simples*”, mas que ainda trabalha a altas temperaturas (460°C).

Recentemente, a empresa *Alvatec Production and Sales GesmbH* lançou no mercado fontes de vapor de cálcio chamadas de *Alvasource*. Como mostrado na figura 5.1, um pequeno tubo de aço inoxidável é preenchido com o metal de interesse. Ao passar uma corrente pelo

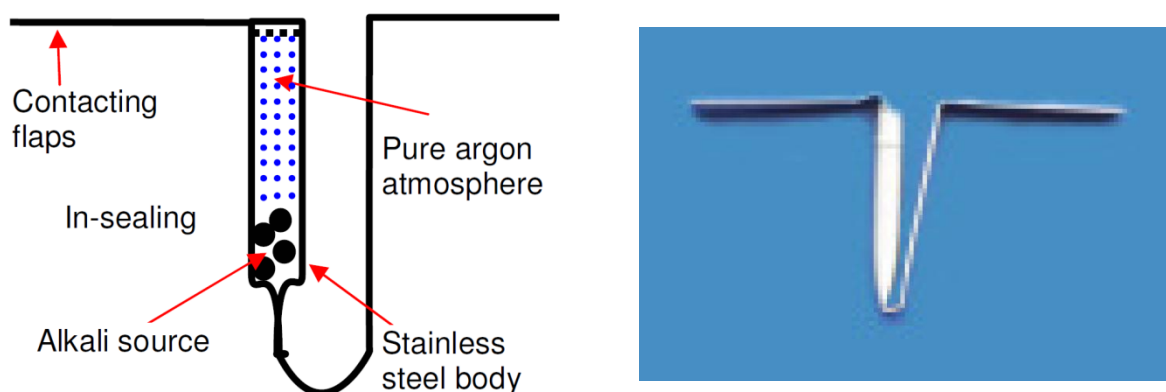


Figura 5.1 - *Alvasource* da empresa Alvatec (www.alvatec.com).

tubo, esse libera o metal ultrapuro. Quando a corrente é desligada, o fluxo cessa imediatamente. *Alvasources* podem então ser utilizados como uma fonte de vapor altamente controlável. Além do mais, já foi demonstrada a utilização de ditas fontes para a construção de uma célula de vapor de Sr [58]. Então nesta tese procurou-se construir uma célula de vapor de cálcio baseada nesses *Alvasources* que poderia ser uma alternativa bastante interessante às células de vapor existentes e de interesse à comunidade.

5.2 - Construção da Célula de Vapor

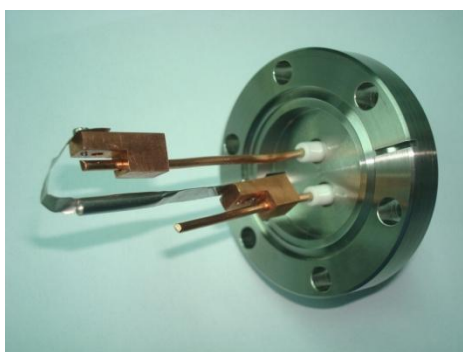
O dispensador de cálcio (Alvatec AS-Ca-150-F) usado na construção da célula de vapor, consiste em um pequeno tubo de aço inox de diâmetro de 3 mm preenchido com 150 mg de metal de cálcio sob uma atmosfera de argônio [59]. O tubo é fechado prensado um de seus extremos, e o outro extremo é selado por uma tampa de índio. Pontas planas são proporcionadas em cada extremo do dispensador e servem como conexão elétrica e apoio para sua montagem. Com o selo do índio intacto, o dispensador pode ser facilmente manejável sob condição ambiental. Uma vez montado na célula e sob o vácuo, o dispensador é aquecido mediante a passagem de corrente através do tubo de aço. Durante o primeiro passo de ativação, o dispensador é aquecido até fundir o selo de índio. Depois da

ativação, passando uma corrente maior através do dispensador causa a evaporação do metal de cálcio e um feixe atômico largo e pouco colimado é emitido do extremo selado.

A célula é projetada para espectroscopia laser perpendicular a direção do feixe atômico (vide figura 5.2). O tamanho da célula foi feito o menor possível com o objetivo de facilitar o processo de fazer vácuo dentro da célula, além de reduzir o espaço para o vapor de átomos de cálcio. Duas janelas de quartzo de 15 mm de diâmetro e 3 mm de espessura são usadas para acesso óptico dos átomos de cálcio. A posição destas janelas e o desenho da célula foram feito com o objetivo de reduzir a quantidade de vapor de cálcio que atinge ditas janelas.

As peças usadas na construção desta célula são os padrões usados para vácuo. Em ordem de reduzir os vazamentos ao mínimo na célula foram usados junções de cobre nas junções que fecham a célula. O dispensador é montado dentro da célula unindo suas pontas planas aos terminais de um “feedthrough UHV” elétrico, mediante parafusos (ver figura 5.2). O “feedthrough UHV” elétrico proporciona a conexão elétrica necessária ao dispensador e fecha um extremo da célula. O outro extremo da célula é fechado mediante uma válvula.

Uma vez montado a célula, foi feito vácuo dentro da célula usando uma bomba de vácuo, a menor pressão atingida pela célula foi de 9×10^{-10} mbar, depois de vários dias de bombeamento.



(a)



(b)

Figura 5.2 – (a) Montagem interna da célula de vapor. (b) Montagem inteira da célula de vapor.

O processo de ativação e evaporação dos átomos de cálcio consiste em dois passos a seguir:

1. A fundição do índio a 3 A por 3 minutos, juntamente com a liberação de argônio.
2. A evaporação do metal de cálcio em uma faixa de correntes de 8 –14 A.

Os passos acima foram realizados com a bomba de vácuo ligada. A pressão atingida pela célula já com o vapor de átomos de cálcio dentro da célula foi de 10^{-8} mbar para uma corrente de 8,46 mA.

5.3 – Caracterização da Célula de Vapor

Para de caracterizar o desempenho da célula desenhada e construída nesta tese, realizamos alguns experimentos de espectroscopia de absorção em vapor de átomos de cálcio, especificamente na transição $^1S_0 - ^1P_1$ do dito átomo, que tem como comprimento de onda o valor de 422,792 nm. Devido à dificuldade de travar a cavidade duplicadora, conforme descrito no capítulo 4, a fonte de luz laser usada para caracterizar a célula, foi proporcionada por um laser de estado sólido desenvolvido no nosso grupo brevemente descrito à continuação.

A fonte que fornece luz laser azul é um sistema laser de Ti-Sa com dobramento intracavidade, na qual, tanto o cristal de Ti:Safira quanto o cristal duplicador de frequência são inseridos dentro da cavidade ótica. O cristal não-linear usado é o LBO (LiB_3O_5). O sistema fornece 100 mW de azul em 845,585 nm para uma potência de bombeio de 5.5 Watts em 532 nm. Um sistema similar é descrito na referência [4].

Como se trata de um experimento de espectroscopia de absorção o feixe laser incide diretamente sobre a célula, ingressando nela por uma janela e saindo, logo de interagir pela outra, onde um fotodetector é posicionado com o objeto de medir mudanças na intensidade transmitida pela célula. Além disso, é usada uma cavidade Fabry-Perot confocal com “Free Spectral Range” igual a 375 MHz, para monitorar a varredura do laser. O diagrama e o aparelho experimental são mostrados nas figuras 5.3 e 5.4, respectivamente (a seta indica a direção de incidência do feixe laser).

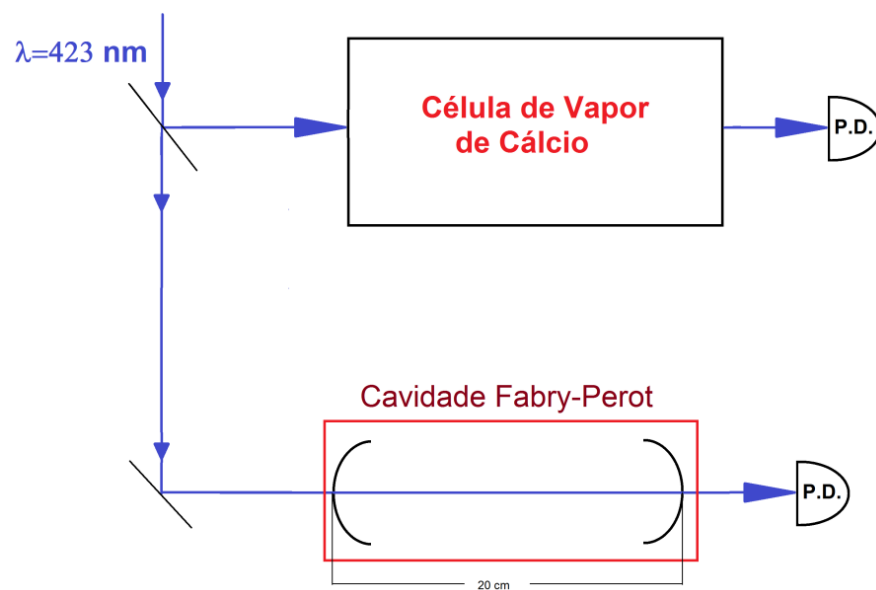


Figura 5.3 – Diagrama experimental para espectroscopia com átomos de cálcio. PD = Fotodetector.



Figura 5.4 - Célula de vapor de cálcio mostrando a fluorescência a incidir um laser azul. A corrente através do dispensador é de 14 A.

Realizamos vários espectros de absorção do cálcio, para correntes elétricas através do dispensador de cálcio de: 11,1 A; 12,15 A; 12,68 A; 13,21 A e 14,0 A, quando varriamos o laser. Os espectros são mostrados nas figuras 5.4 e elas foram tomadas após 5 minutos de mudar a corrente, tempo necessário para preencher a célula e estabilizar o fluxo de átomos de cálcio emitidos pelo dispensador.

Na figura 5.5 mostramos o espectro de absorção para uma corrente de 11,1 A, onde os picos mostrados são os modos do laser transmitidos pela cavidade Fabry-Perot. Esta figura mostra ainda certos problemas como a fonte laser (a varredura do laser não é muito uniforme), o que limita a caracterização da célula. Mas, ainda assim podemos calcular a largura de linha Doppler para este espectro o qual é aproximadamente igual a 760 MHz que corresponde a uma temperatura aproximadamente de 90 K.

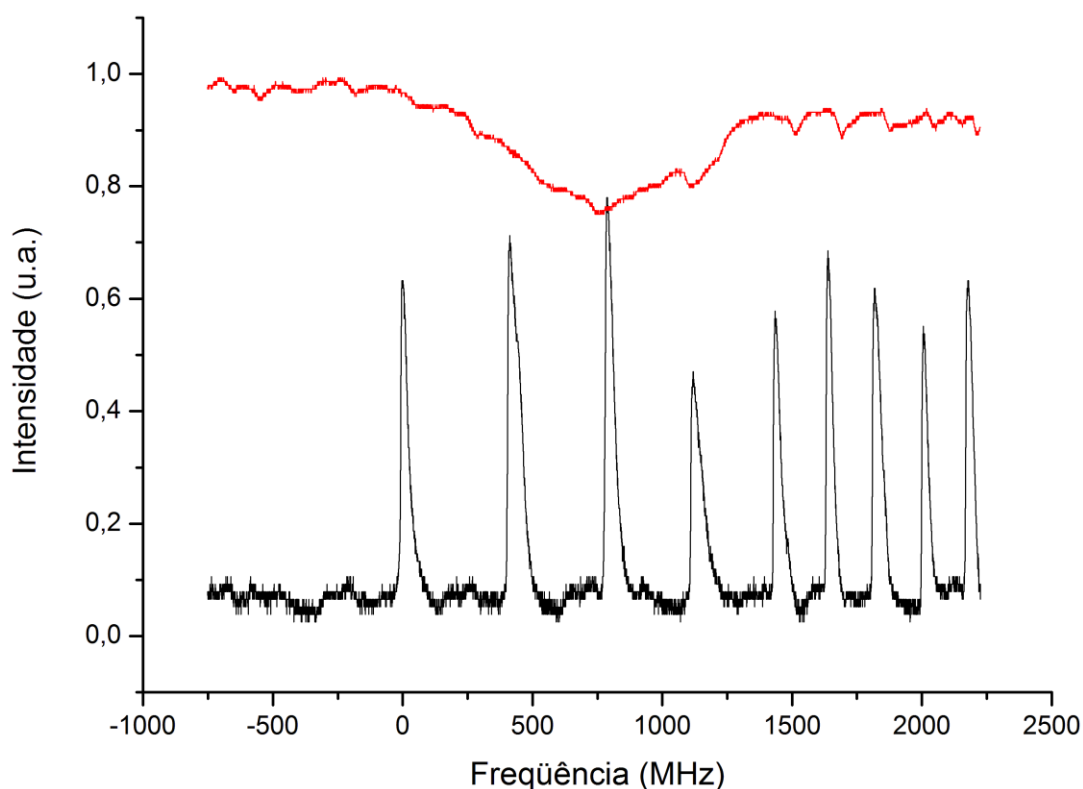


Figura 5.5 – Espectro de absorção para uma corrente igual a 11,1 A. A linha em preto são os picos transmitidos pela cavidade Fabry-Perot que serve para calibrar a frequência e a linha vermelha é o espectro de absorção dos átomos de cálcio. O FWHM do espectro de absorção é de 760 MHz.

Outra informação relevante na caracterização da célula é a porcentagem de luz absorvida pela célula em função da corrente, as medidas obtidas estão mostradas na figura 5.6. Um aumento na porcentagem de absorção foi obtido quando é aumentada a corrente através do dispensador, isto indica um aumento no número de átomos da célula. Embora, a partir de 13.2 A, a absorção começa a saturar em um valor aproximadamente de 70%.

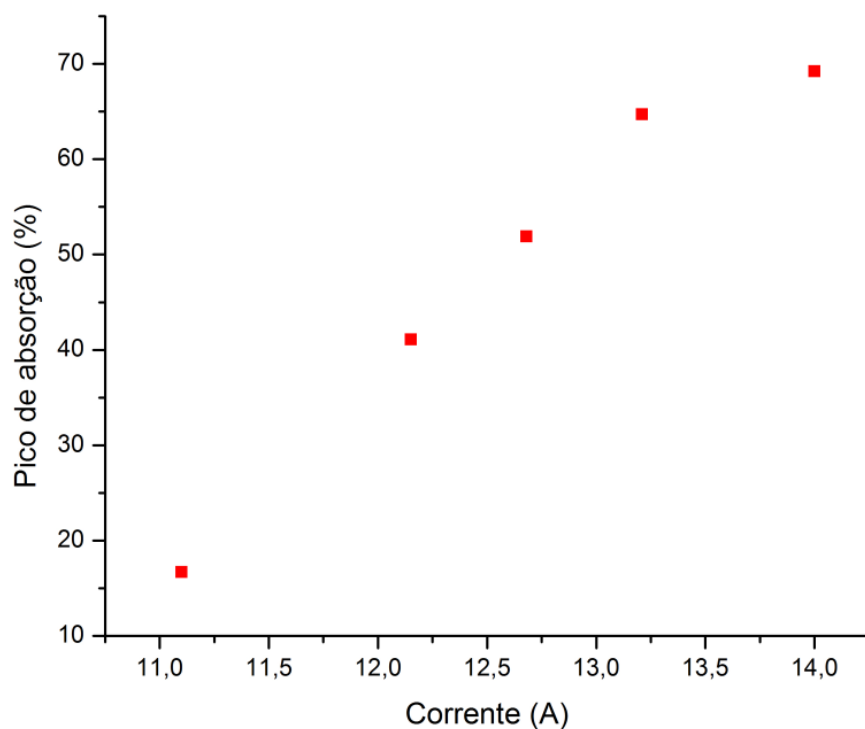


Figura 5.6 - Porcentagem de absorção vs. corrente aplicada ao dispensador de cálcio.

Capítulo 6

6 – Conclusões

Nesta tese foi apresentado o desenvolvimento de dois sistemas lasers que operam na transição ressonante $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ do cálcio em 423 nm e a construção e caracterização de uma célula de vapor com átomos de cálcio para ser usado em experimentos de espectroscopia.

O primeiro sistema laser (com o laser de diodo LD-0850-0300 da Tóptica) fornece uma potência máxima de 20 mW de azul, mas o tempo de travamento nessa potência foi de alguns segundos limitando seu uso em experimentos de espectroscopia. Já, o segundo sistema laser (com o laser de diodo SDL-5410 da JDS Uniphase) atingiu um máximo de 4 mW, mas não foi conseguido travamento algum. Diversas melhorias na estabilização mecânica dos lasers em configuração de cavidade estendida são precisas para aperfeiçoar o desempenho do sistema laser. Em particular, o “design” escolhido para a cavidade estendida se mostrou muito difícil de implementar-se corretamente na prática. Por exemplo, o ajuste vertical da grade em um dos lasers (LD-0850-300) ficou muito duro enquanto que no outro (SDL-5410) ocorreu o contrário.

Apesar dessas dificuldades, o sistema aqui desenvolvido apresenta grandes possibilidades e representa um passo importante na simplificação da instrumentação para geração de luz azul em 423 nm. Com uma melhor estabilização mecânica dos lasers de diodo, o grupo de Lasers e Aplicações contará com uma importante ferramenta para espectroscopia dos átomos de cálcio na armadilha magneto-ótica que o grupo está construindo. A potência (20 mW) obtida no primeiro sistema é suficiente para desacelerar átomos de cálcio em um feixe atômico.

Por último e não menos importante, a célula de vapor de cálcio desenvolvida nesta tese, logo após de uma primeira caracterização, mostra seu potencial como fonte fornecedora de átomos de cálcio para diversos experimentos espectroscópicos. Como perspectiva futura, está projetada usar a célula de vapor como fonte que gere um sinal de erro, através de espectroscopia de absorção saturada, para o travamento do sistema laser na frequência de ressonância do cálcio. Nossa célula, com algumas modificações, no seu design, abre também a possibilidade de se desenvolver diretamente nela uma armadilha magneto-ótica, simplificando a instrumentação destas armadilhas de cálcio.

Apêndice A

Casamento de Modos em Cavidades Ópticas em Anel

Analizamos neste apêndice as cinturas de feixe laser que são soluções das equações de Maxwell para o campo eletromagnético interior a uma cavidade óptica em anel, esquematizada na Figura A-1. O conhecimento desses parâmetros é importante na determinação das condições de melhor acoplamento espacial do modo de um feixe laser incidente e o modo TEM_{00} da cavidade. Boa parte da dificuldade em trabalhar com cavidades ópticas é casar os modos do laser com os modos da cavidade, ou seja, fazer o chamado “*mode-matching*”. Neste apêndice será mostrada a teoria para casamento de modos da cavidade em anel construída nesta tese (descrito no capítulo 4).

A-1 Cintura de feixe no ponto médio do cristal (w_0)

Consideramos, por simplicidade, uma cavidade em anel simétrica esquematizada na Figura A-1, onde IC e PZTM são espelhos planos, R1 e R2 são espelhos curvos de mesmo raio de curvatura R e ℓ é o comprimento do cristal inserido dentro da cavidade. Desejamos conhecer as dimensões da cavidade que gere um valor da cintura do feixe no ponto médio do cristal igual ao valor que maximize o processo de duplicação já discutido na secção 4.2.3.

Em geral, um feixe gaussiano é caracterizado por dois parâmetros fundamentais, a cintura do feixe $W(z)$ e o raio de curvatura da frente de onda $R(z)$ (vide secção 3.6.1), as quais podem ser descritos por um parâmetro “ q ”:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi n W^2}, \quad (A.1)$$

onde λ é o comprimento de onda e n é o índice de refração.

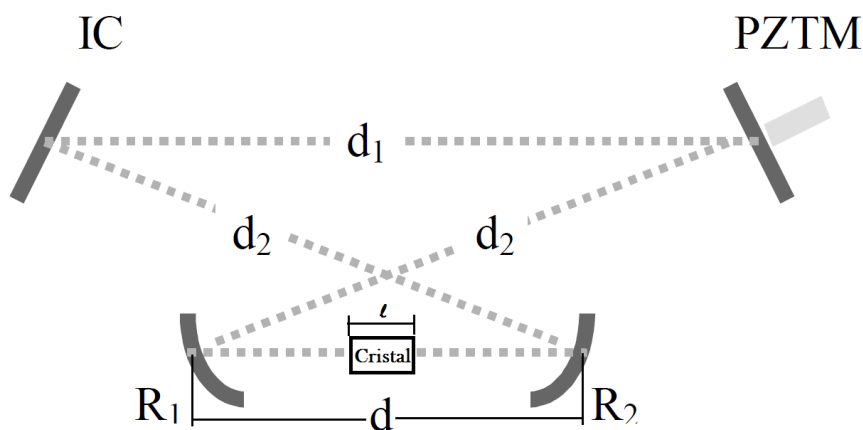


Figura A-1 - Exemplo de cavidade óptica em anel com o cristal dentro.

Para determinar a evolução deste parâmetro “ q ” através do espaço livre ou de uma cavidade óptica é usada a técnica das matrizes de transferência ABCD [47]. Cada um dos elementos ópticos (tais como lentes, espelhos, cristais, entre outros), interagindo como o feixe, podem ser representados matematicamente por matrizes 2x2 conhecidas como matrizes ABCD. Os cálculos destas matrizes para diferentes elementos ópticos são discutidos na literatura [47]. Na tabela A.1, mostramos as matrizes ABCD para alguns elementos mais simples.

Tabela A.1 – Tabela de Matrizes ABCD para simples componentes ópticos

Elemento	Matriz	Comentário
Propagação no espaço livre ou em um meio de índice de refração constante	$\begin{pmatrix} 1 & d/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	d = distância n = índice de refração inicial
Refração em uma interface plana	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$	n_1 = índice de refração inicial n_2 = índice de refração final

Reflexão de um espelho plano	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	Matriz identidade
Reflexão de um espelho curvo	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix}$	R = raio de curvatura, $R > 0$ para côncavo
Lente fina	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$	f = distância focal da lente onde $f > 0$ para lente convexa/positivo (convergindo)

Em geral, um sistema ótico complexo pode ser expresso como o produto de matrizes individuais:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \cdots \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_0 & B_0 \\ C_0 & D_0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

Em geral, se quisermos encontrar o parâmetro q_2 de um feixe gaussiano em uma distância Z a partir de um feixe conhecido em um plano q_1 usamos a chamada lei ABCD como se mostra a seguir:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}, \quad (\text{A.3})$$

onde a matriz de transformação é escrita como

$$T = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}. \quad (\text{A.4})$$

O modo de uma cavidade é uma distribuição do campo que se reproduz em forma relativa e em fase relativa após de uma volta completa no sistema [47]. Com esta definição é possível encontrar os modos característicos de uma cavidade óptica supondo que existe um parâmetro $q(z_1)$ em um plano z_1 que se vai repetir após uma volta na cavidade. Esta condição pode ser escrita como:

$$q(z_1 + \text{volta}) = q(z_1). \quad (\text{A.5})$$

Usando a condição A.5 e o formalismo da matriz ABCD mostrado em A.3 e comparando a expressão obtida com A.1 obtemos a cintura do feixe em qualquer plano z de uma cavidade óptica, cujo valor encontrado é:

$$\frac{\pi n W^2(Z_1)}{\lambda} = \frac{B}{\left[1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2\right]^{1/2}}. \quad (\text{A.6})$$

Na equação anterior pode-se ver que para obter uma cintura de feixe real é preciso que:

$$0 \leq \frac{A + D + 2}{2} \leq 1. \quad (\text{A.7})$$

Se esta última condição é satisfeita, dizemos que a cavidade óptica é estável.

Então, para poder calcular a cintura do feixe no meio do cristal é preciso conhecer a matriz ABCD partindo do plano no meio do cristal. A figura A-2 mostra a imagem equivalente da cavidade mostrada na figura A-1 (começando no meio do cristal).

Portanto, as dimensões da cavidade óptica são escolhidas cuidadosamente para obter uma cintura de feixe apropriada no cristal duplicador. No caso particular do BIBO a cintura ótima no meio do cristal é de 23 μm , para a qual a separação obtida para os espelhos curvos foi de 10,8 cm para um comprimento total da cavidade 60,9 cm. Igualmente, usando as matrizes ABCD para as dimensões da cavidade previamente calculadas é possível determinar também, a cintura do feixe no espelho de entrada IC, $W_1 = 583 \mu\text{m}$ e raio de curvatura de $R_1 = -2522 \text{ cm}$, a qual será usada como plano de referência para casar os modos de nosso laser com o modo da cavidade.

A-2 Casamento de modos de um laser

Com o objetivo de casar os modos de um laser aos modos da cavidade é preciso conhecer os parâmetros que caracterizam dito feixe. Tal caracterização é feita e descrita com maior detalhe na seção 3.6, onde foi caracterizado tanto o LDCE com laser de diodo LD-0850-0300 quanto o LDCE com laser de diodo SDL-5410.

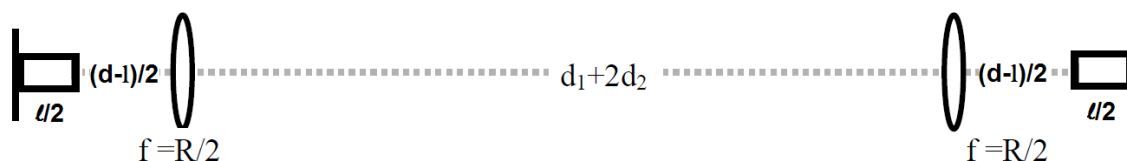


Figura A-2 - Célula unitária partindo do ponto médio do cristal e entre os espelhos curvos.

Como os valores das cinturas do feixe laser são muitos maiores que da própria cavidade (por exemplo, a meia cintura no meio de cristal de nossa cavidade é igual a 23 μm , enquanto o valor mínimo da cintura do feixe laser é aproximadamente 1 mm). Então, notamos que deveremos diminuir o tamanho do feixe laser para que ocorra um acoplamento eficiente de modos. Para acoplar os modos usa-se um par de lentes convergentes em configuração telescópica.

A figura A.3 mostra o diagrama simplificado usado para casar os modos do laser à cavidade duplicadora. Então, tomando como ponto inicial o ponto $Z = 0$ (onde a cintura do feixe é mínima e o raio de curvatura é infinito), nós calcularemos a evolução do feixe laser através do uso das matrizes ABCD até a entrada da cavidade duplicadora (espelho de entrada IC). Para determinar as dimensões dos parâmetros “f” e “x” nós casaremos tanto á cintura do feixe quanto seu raio de curvatura escolhendo como ponto de referencia o plano no espelho de entrada (IC), o que foi previamente calculado (secção A.1). Já a escolha das lentes é feita igualando a razão entre os focos das lentes à razão das cinturas do feixe entre o laser e a cavidade, no ponto Z_0 (escolhido arbitrariamente) e na entrada da cavidade.

Uma dificuldade é que não há uma solução única para o casamento de modos. Muitos sistemas diferentes podem levar à mesma matriz ABCD e mais do que uma matriz ABCD pode produzir casamento de modos. Este é geralmente um processo iterativo.

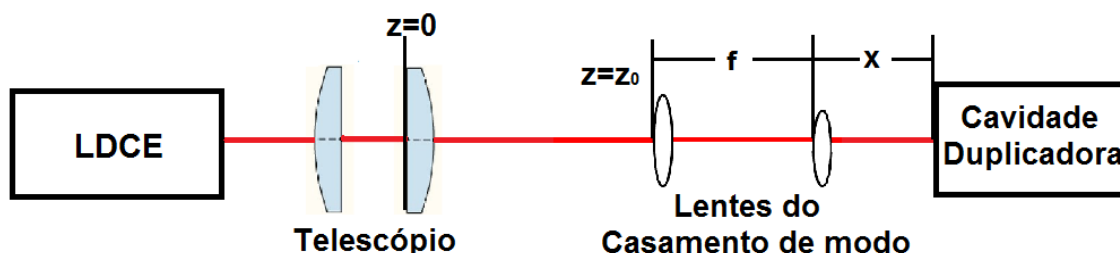


Figura A-3 – Diagrama simplificado do casamento de modos de um laser aos modos de uma cavidade óptica.

Referências Bibliográficas

- [1] D. da S. L. Figueira, “Desenvolvimento de fontes de radiação coerente na região do azul com lasers semicondutores para experimentos de resfriamento e aprisionamento de átomos de cálcio”. Tese de Mestrado, Unicamp-Brasil (2004).
- [2] D. A. Manoel, R. L. Cavasso-Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, F. C. Cruz, “Frequency doubled diode laser in alternative extended cavity”. *Opt. Commun.* **201**, 157 (2002).
- [3] D. A. Manoel, D. da S. L. Figueira, D. Pereira, F. C. Cruz, “Single-frequency blue light source based on optically injected diode lasers”. *Opt. Engineering.* **43**, 1311 (2004).
- [4] L. S. Cruz, F. C. Cruz, “External power-enhancement cavity versus intracavity frequency doubling of Ti:sapphire lasers using BIBO”. *Opt. Express.* **15**, 11913 (2007).
- [5] H. J. Onisto, R. L. Cavasso-Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, F. C. Cruz, “Frequency doubled and stabilized all-solid-state Ti:sapphire lasers”. *Opt. Engineering.* **41**, 1122 (2002).
- [6] R. L. Cavasso-Filho, D. A. Manoel, D. R. Ortega, A. Scalabrin, D. Pereira, F. C. Cruz, “Calcium magneto-optical trap loaded from a decelerated atomic beam”. *Brazilian Journal of Physcs.* **33**, 355 (2003).
- [7] Luís E.E. de Araujo, Silvânia A. Carvalho, Luciano S. Cruz, A. A. Soares, Armando Mirage, D. Pereira, Flavio C. Cruz, “Optogalvanic detection of velocity-selective optical pumping in an open, cascade atomic medium”. *Opt. Commun.* **281**, 626 (2008).
- [8] Cavasso Filho, R. L.; Manoel, D. A.; Ortega, D. R.; Scalabrin, A.; Pereira, D.; Cruz, F. C. “On-axis calcium magneto-optical trap loaded with a focused decelerating laser”. *Appl. Phys. B.* **78**, 49 (2004).

- [9] R. L. Cavasso-Filho, A. Mirage, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, “Laser spectroscopy of calcium in hollow-cathode discharges”. *J. Opt. Soc. Am. B.* **18**, 1922 (2001).
- [10] Reinaldo L. Cavasso Filho, Wictor C. Magno, Daniela A. Manoel, Artemio Scalabrin, Daniel Pereira, and Flavio C. Cruz, “Deceleration, trapping, and two-photon cooling of calcium atoms”. *J. Opt. Soc. Am. B.* **20**, 994 (2003).
- [11] Wikipédia. http://en.wikipedia.org/wiki/Laser_diode (2010).
- [12] M. G. A. Bernand, G. Duraffourg. “Laser conditions in semiconductors”. *Phys. Status. Solidi.* **1**, 699 (1961).
- [13] N. G. Basov, O. N. Krokhin, and Y. M. Popov, “Production of negative temperature states in P-N junctions of degenerate semiconductors”. *JETP.* **40**, 1320 (1961).
- [14] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, “Coherent light emission from GaAs junctions”. *Phys. Rev. Lett.* **9**, 366 (1962).
- [15] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr., and G. J. Lasher, “Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions”. *Appl. Phys. Lett.* **1**, 3 (1962).
- [16] N. Holonyak, Jr., S. F. Bevacqua, “Coherent (visible) light emission from Ga (As_{1-x}P_x) junctions”. *Appl. Phys. Lett.* **1**, 4 (1962).
- [17] I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, and S. Sumski, “Junction lasers which operate continuously at room temperature”. *Appl. Phys. Lett.* **17**, 3 (1970).
- [18] Z. I. Alferov, V. M. Andreev, E. L. Portnoi, and M. K. Trukan, “AlAs-GaAs heterojunction injection lasers with a low room-temperature threshold”. *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* **3**,9(1970).
- [19] G. H. B. Thompson. “Physics of semiconductor laser devices”. 2nd edition. Jhon Wiley and Sons, Inc. New York. 1980.
- [20] J. Buus, “Single frequency semiconductor lasers”. Bellingham, WA, SPIE. 1991.

Referencias Bibliográficas

- [21] G. P. Agrawal, and N. K. Dutta. "Semiconductor lasers". New York, Van Nostrand Reinhold. 1993.
- [22] P. S. Zory, Jr. "Quantum well lasers". Ed. Academic Press, San Diego. 1993.
- [23] J. Carroll, J. Whiteaway, and D. Plumb, "Distributed feedback semiconductor lasers". SPIE Press. **52** (1998).
- [24] C. Ye. "Tunable External Diode Lasers". World Scientific. 2004.
- [25] E. Hecht. "Optics". 4th edition. Adison Wesley. 2002.
- [26] A. Yariv, "Optical Electronics", 4th edition. Saunders College. 1991.
- [27] M. Mansuripur, E. M. Wright, "The Optics of Semiconductor Diode Lasers". Opt. & Photonics News. July, 57 (2002).
- [28] J. C. Camparo, "The diode laser in atomic physics". Contemp. Phys. **26**, 443 (1985).
- [29] J. M. Chwalek. "Forced TM-mode operation of a GaAlAs laser diode by use of annealed proton-exchanged LiNbO₃ and LiTaO₃ waveguides". Optics Letters, 186 (1995).
- [30] A. Mooradian. "Laser linewidth". Phys. Today, 43 (1985).
- [31] A. L. Schawlow, C. H. Townes, "Infrared and Optical Masers". Phys. Rev. **112**, 1940 (1958).
- [32] A. Yariv. "Quantum electronics". 3rd edition. John Wiley and Sons, Inc. New York. 1989.
- [33] C. E. Wieman, L. Hollberg, "Using diode lasers for atomic physics". Rev. Sci. Instrum. **62**, 1 (1991).
- [34] A.M. Tuboy, M. S. Santos, e V. S. Bagnato, "Lasers de Diodo em Espectroscopia Atômica III: Redução da Largura de Linha de um Laser Semicondutor Usando Retorno Ótico". Rev. de Fís. Apl. e Instrum. **9**, 1 (1994).

Referencias Bibliográficas

- [35] R. Lang, R. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties". IEEE J. Quantum Electron. **QE-16**, 3, 347 (1980).
- [36] J. Sigg, "Effects of optical feedback on the light-current characteristics of semiconductor lasers". IEEE J. Quantum Electron. **QE-29**, 5, 1262 (1993).
- [37] T. Catunda, J. G. Ferreira Jr., M. A. Antonio, A. Schammas, "Lasers de Semicondutor com Filme Anti-Refletor para Utilização em Cavidade Externa". Rev. de Fís. Apl. e Instrum. **9**, 31 (1994).
- [38] B. Dahmani, L. Hollberg, and R. Drullinger, "Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback". Opt. Lett. **12**, 876 (1987).
- [39] L. Ricci, M. Weidemuller, T. Esslinger, A. Hemmmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. Konig, and T. W. Hansch, "A compact gratingstabilized diode laser system for atomic physics". Opt. Commun. **117**, 541 (1995).
- [40] G. P. T. Lancaster, W. Sibbett, and K. Dholakia, "An extended-cavity diode laser with a circular output beam". Rev. Sci. Instrum. **71**, 3646 (2000).
- [41] M. de Labachellerie, G. Passadat, "Mode-hop suppression of Littrow grating-tuned lasers". Applied Optics. **32**, 269 (1993).
- [42] M. G. Littman, and H. J. Metcalf, "Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander". Appl. Opt. **17**, 2224 (1978).
- [43] K. C. Harvey, and C. J. Myatt, "External-cavity diode laser using a grazing incidence diffraction grating". Opt. Lett. **16**, 910 (1991).
- [44] M. W. Fleming, and A. Mooradian, "Spectral characteristics of external cavity controlled semiconductor lasers". IEEE J. Quantum Electron. **QE-17**, 44 (1981).
- [45] C. J. Hawthorn, K. P. Weber, R. E. Scholten, "Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam". Rev. Sci. Instrum. **72**, 4477 (2001).
- [46] T. M. Hard, "Laser Wavelength Selection and output coupling by a Grating". Appl. Opt. **9**, 1825 (1970).

Referencias Bibliográficas

- [47] S. D. Gensemer, “Characterization and control of ultracold collisions”. Thesis of Doctor. University of Connecticut (2000).
- [48] A. E Siegman, “Choice of Clip Levels for Beam Width Measurements Using Knife-Edge Techniques”. IEEE J. Quantum Electron. **QE 27**, 1098 (1991).
- [49] W.R. Boyd, “Nonlinear Optics”. 3rd edition. Associated Press. 2007.
- [50] J.F. Nye, “Physical Properties of Crystal”. Oxford University Press. 1976.
- [51] J.E. Midwinter, J. Warner, Brit. J. Appl. Phys. **16**, 1135 (1965).
- [52] W. Demtröder, “Laser Spectroscopy: Basic Principles”. Vol. 1. 4th. edition. Springer. 2008.
- [53] G.D. Boyd, and D.A. Kleinman, “Parametric Interactions of Focused Gaussian Light Beams,” J. Appl. Phys. **39**, 3597 (1968).
- [54] J. T. Verdeyen, “Laser Electronics”. 3rd editon. Prentice-Hall, New Jersey. 1995.
- [55] T.W. Hänsch, B. Coulliaud, “Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity”. Opt. Commun. **35**, 441 (1980).
- [56] K. B. MacAdam, A. Steinbach and C. Wieman, “A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb”. Am. J. Phys. **60**, 1098 (1992).
- [57] M. S. Huang, M. H. Lu, J. T. Shy, “A calcium vapor cell for atomic spectroscopy”. Rev. Sci. Instrum. **73**, 3748 (2002).
- [58] E. M. Bridge, J. Millen, C. S. Adams, M. P. A. Jones, “A vapor cell based on dispensers for laser spectroscopy”. Rev. Sci. Instrum. **80**, 013101 (2009).
- [59] Alvatec GesmbH, <http://www.alvatec.com/>.